ABSORPTION UND GESCHWINDIGKEITSVERLUST DER β-STRAHLEN DES RADIUMS.

(MITTEILUNGEN DES LABORATORIUMS FÜR THEORETISCHE PHYSIK HALLE.)
(No. 1.)

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

VEREINIGTEN FRIEDRICHS-UNIVERSITÄT HALLE-WITTENBERG

ACAD.
LUGDBAT.
BIBL.

VORGELEGT VON

ALFRED BAXMANN
AUS PROSIGK (ANHALT).

HALLE A. S.
HOFBUCHDRUCKEREI VON C. A. KAEMMERER & CO.
1911.

Referent: Prof. Dr. **K. E. F. Schmidt.**

Meinem lieben Vater!

Inhaltsübersicht.

Seite

Einleitung 7

I. Elektrometrische Untersuchungen . . . . . 8—11

II. Die Absorption komplexer β-Strahlen . . . . . 12—16

a) Durch Messung der ionisierenden Wirkung

b) Durch Messung der negativen Ladung

III. Die Absorption homogener β-Strahlen . . . . . 16—22

IV. Der Geschwindigkeitsverlust der β-Strahlen . . . . . 22—28

a) Beschreibung des Magnetfeldes

b) Angabe der Resultate

c) Vergleich mit den Resultaten anderer Arbeiten

V. Zusammenfassung der Ergebnisse 29

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544723_0114

Einleitung.

Die vorliegenden Untersuchungen beschäftigen sich mit der β-Strahlung eines im Gleichgewicht befindlichen Radiumpräparates. Ein solches Präparat sendet β-Strahlen der verschiedensten Geschwindigkeiten aus. Aus den Versuchen von H. W. Schmidt[1]) und O. Hahn und L. Meitner[2]) ergibt sich, daß die β-Strahlung eines einheitlichen radioaktiven Zerfallsproduktes beim Durchgang durch die Materie abgesehen von geringen Abweichungen nach einem Exponentialgesetz absorbiert wird.

Für die β-Strahlen eines im Gleichgewicht befindlichen Radiumpräparates wird sich eine Absorptionskurve ergeben, die durch Übereinanderlagerung mehrerer Exponentialkurven entsteht.

Unentschieden ist noch die Frage, ob eine β-Strahlung, die nach einem Exponentialgesetz absorbiert wird, konstante Geschwindigkeit besitzt. Dagegen scheint mit Sicherheit festzustehen, daß die β-Strahlen beim Durchgang durch die Materie einen Geschwindigkeitsverlust erleiden.[3])

Die Frage nach dem Absorptionsgesetz einer homogenen β-Strahlung, sowie die Größe des Geschwindigkeitsverlustes einer homogenen β-Strahlung beim Durchgang durch die Materie in seiner Abhängigkeit von der durchlaufenen Schichtdicke und Beschaffenheit des absorbierenden Stoffes soll im zweiten Teile der vorliegenden Arbeit untersucht werden.

I. Absorptionsversuche an komplexen β-Strahlen.

Zwei Wege gibt es — abgesehen von der photographischen und Lumineszenz erregenden Wirksamkeit der β-Strahlen — auf denen man die β-Strahlung der elektrometrischen Untersuchung zugänglich machen kann. Bei der ersten am meisten verwendeten Methode läßt man die β-Strahlen ein Gas ionisieren und mißt den Sättigungsstrom zwischen zwei Kondensatorplatten. Bei dieser Untersuchungsart ist es nicht bekannt, in welchem Maße die β-Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten ein Gas zu ionisieren vermögen, mit anderen Worten, wie die Zahl der von einem β-Teilchen im ccm erzeugten Ionen von der Geschwindigkeit des β-Teilchens abhängt.

Mittels der zweiten Methode mißt man die negative Ladung, welche die ausgesandten Elektronen mit sich führen. Für Absorptionsversuche ist die zweite Methode die objektivere, da die Zahl der durch die Materie hindurchgelangenden β-Teilchen unabhängig von sekundären Erscheinungen, wie z. B. die oben erwähnte, gemessen wird.

Daß die Ionisationsmethode am meisten verwendet wird, liegt daran, daß sehr schwache β-Strahlen ein Gas noch genügend zu ionisieren vermögen, selbst wenn die negative Ladung der Teilchen elektrometrisch nicht mehr nachzuweisen ist. Erst bei starken Präparaten ist diese Messung möglich.

---

1) H. W. Schmidt: Annalen d. Physik (IV) 21 S. 609 u. f. 1906.

2) O. Hahn und L. Meitner: Physik. Ztschrift 9 S. 321; 1908 und 10 S. 697; 1909.

3) W. Wilson: Proc. Roy. Soc. 82 A, S. 625 u. f. 1909, 84 A, S. 141; 1910. O. v. Baeyer, O. Hahn u. L. Meitner: Physik. Ztsch. 12 S. 273; 1911.

Der Nachweis der negativen Ladung der β-Teilchen ist von Curie[1]) zuerst erbracht worden. W. Wien[2]) und R. J. Strutt[3]) maßen die positive Ladung, die das Präparat im Vakuum annimmt, wenn es negative Elektronen aussendet.

F. Paschen[4]) bestimmte die positive Ladung nach Absorption der β-Strahlen durch verschiedene Bleibleche. Er verglich die erhaltenen Werte mit den in einem Kondensator gemessenen Sättigungsstromwerten und erhielt ganz bedeutende Abweichungen. W. Seitz[5]) schlug den umgekehrten Weg ein. Er maß die negative Aufladung, die eine Metallplatte im Vakuum durch Bestrahlung mit β-Strahlen erfährt und schaltete in den Strahlengang absorbierende Medien verschiedener Art. Die Absorptionskonstanten stimmen mit denen, die auf dem Ionisationswege bestimmt wurden, wenig überein[6]).

Die letzten dem Verfasser bekannten Messungen über diesen Gegenstand stammen von W. Makower,[7]) der die negative Ladung der β-Teilchen nach dem Durchgange durch Glas bestimmte und die erhaltene Absorptionskurve mit den von H. W. Schmidt[8]) an $R_aB + R_aC$ erhaltenen Absorptionskurven verglich. Er fand eine gute Übereinstimmung der beiden Kurven und leitete daraus das Resultat ab, daß der Absorptionsvorgang in einer Vernichtung eines bestimmten Teiles der β-Strahlen besteht.

Im folgenden sind Absorptionsmessungen nach beiden Methoden mit Aluminium, Eisen, Nickel, Zink, Kupfer, Zinn, Silber, Blei und Gold als absorbierende Medien durchgeführt.

Verwendete Apparate.

Zu den Messungen wurde ein reines Radiumbromidpräparat von 10 mg Gewicht verwendet. Das Radiumbromid befand sich am Boden einer kleinen Glasröhre von ungefähr 0,2 mm Wandstärke und 3 mm Durchmesser. Das Röhrchen war in einem Bleizylinder von 15 mm Radius eingelassen. Ein kegelförmiges β-Strahlenbündel vermochte durch eine Öffnung aus dem Zylinder auszutreten. Als Meßinstrument für die Messung des Sättigungsstromes und im zweiten Falle der negativen Ladung der β-Teilchen diente ein Quadrantelektrometer von hoher Empfindlichkeit. Es war möglich, bei Anwendung der Quadrantschaltung einen Ausschlag von 4000 mm für ein Volt bei 2 m Skalenabstand zu erzielen. Als Isolationsmaterial für die Quadranten und die Nadel sowie für alle Nebenapparate wurde Bernstein verwendet. Die Nadel hatte die von Orlich[9]) angegebene Form. Sie wurde mit Hilfe einer Schablone aus einem Glimmerblatt von 0,015 mm Dicke ausgeschnitten und mit einer dünnen Platinschicht überzogen. Die Nadel hing an einem Wollastonfaden von 0,0098 mm Dicke und 13,7 cm Länge, der nach Abätzen des Silbermantels einige Stunden bei schwacher Rotglut erhitzt war, um elastische Nachwirkungen zu vermeiden. Das ganze Elektrometer war zur Beseitigung äußerer Störungen von einer zweiten Messinghülle umgeben. Thermische Wirkungen, die sich durch Verschiebung des Nullpunktes bemerkbar machten, wurden durch Einpacken des ganzen Elektrometers in Watte beseitigt. Mit Hilfe kleiner elektromagnetisch betätigter Schalter von folgender Form (Fig. 1) war es möglich, Hilfspotentiale oder zu messende Spannungen anzulegen oder Erdungen auszuführen. A wurde mit dem Elektrometer verbunden, an B liegt die zu messende Spannung, C ist geerdet. DEFG ist ein Messinggehäuse von $6{,}0 \times 2{,}5 \times 2{,}5$ cm. Drei solcher Schalter, zwei für die Quadrantenpaare und einer für die Nadel, waren unmittelbar an das Elektrometer angeschraubt. Das Elektrometer selbst war auf einem in die Wand eingelassenen Sandsteinsockel festgestellt.

---

1) Curie: Compt. Rend. 130, 647; 1900.
2) W. Wien: Phys. Ztschr. 4, 624; 1903.
3) R. J. Strutt: Proc. Roy. Soc. 72, 208; 1903.
4) F. Paschen: Annal. d. Phys. 14, 164; 1904.
5) W. Seitz: Phys. Ztschr. 5, 395; 1904 u. Rutherford, Radionkt. 142—144.
6) Rutherford: Radioaktivität; Seite 141 u. 144.
7) W. Makower: Phil. Mag. 17, 171; 1909.
8) H. W. Schmidt: l. c.
9) Orlich: Zeitschr. f. Instkunde 23, 97; 1903.

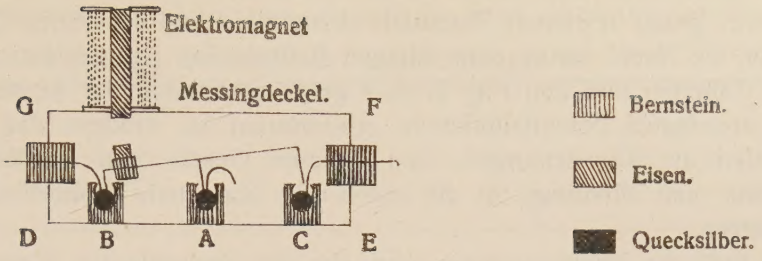


Fig. 1.

Für Messungen, die sich über längere Zeit erstrecken ist Konstanthaltung der Empfindlichkeit erwünscht. Durch äußere mechanische Erschütterungen wird aber die Empfindlichkeit verändert und zwar bedingen schon die kleinsten Verschiebungen eine Änderung der Empfindlichkeit.[1]) Daher wurde von Zeit zu Zeit eine Kontrolle durchgeführt. Die Nadel war nach der Vorschrift von Hallwachs[2]) so gestellt, daß bei Erdung beider Quadrantenpaare durch gleiche und entgegengesetzt gerichtete Nadelpotentiale ein Minimum des beiderseitigen Ausschlages eintrat. Durch eine geringe Drehung der Fußschrauben war es möglich, diese Stellung der Nadel herbeizuführen, nachdem eine grobe Justierung mit Hilfe des Torsionskopfes bewirkt war.

Die am meisten zur Messung von Elektrizitätsmengen verwendete Elektrometerschaltung ist die Quadrantschaltung. Es wurde für die vorliegenden Untersuchungen von dieser Schaltung nicht Gebrauch gemacht, sondern die Nadelschaltung vorgezogen. Es stellte sich nämlich heraus, daß, wenn das Elektrometer nach der Vorschrift von Hallwachs justiert war und genau gemessene, entgegengesetzt gleiche Potentiale an das eine Quadrantenpaar angelegt wurden, während die Nadel eine konstante Hilfsladung erhielt, das Mittel aus beiden Ausschlägen nicht der angelegten Potentialdifferenz proportional war, wie es aus der Maxwellschen Elektrometerformel folgt.[3]) In der folgenden Tabelle sind die Resultate eingetragen. Die Spannung eines Akkumulators war mit Hilfe eines Kompensationsapparates

Spannung der Nadel Volt	Spannung des einen Quadrantenpaares Volt	Ausschlag nach der einen Seite Skalenteile	Ausschlag nach der anderen Seite Skalenteile	Mittlerer Ausschlag Skalenteile	Spannung der Nadel Volt	Spannung des einen Quadrantenpaares Volt	Ausschlag nach der einen Seite Skalenteile	Ausschlag nach der anderen Seite Skalenteile	Mittlerer Ausschlag Skalenteile
20,37	0,0202	8,6	8,7	8,6	40,74	0,0202	18,7	18,2	18,4
	0,0394	17,0	16,9	16,9		0,0590	52,7	53,9	53,3
	0,106	45,9	46,0	46,0		0,106	94,9	101,1	98,0
	0,203	86,6	90,0	88,3		0,203	177,3	202,1	189,7
	0,395	167,4	176,1	171,7		0,395	340,3	428,0	384,2
	0,588	247,0	268,2	257,6					
61,12	0,0106	16,6	16,0	16,3	81,49	0,0058	13,5	12,8	13,2
	0,0202	30,4	30,9	30,7		0,0106	24,4	23,3	23,8
	0,0590	80,0	98,6	89,3		0,0202	44,8	48,7	46,7
	0,106	146,6	210,5	178,5		0,0394	82,0	116,9	99,4
	0,150	206.8	390,2	298,5		0,0590	116,0	252,3	184,2
	0,203	270,0	—	—		0,106	198,2	außer der	—
						0,203	318,0	Skala	—

1) H. Scholl: Phys. Ztsch. 9, 915; 1908.
2) W. Hollwachs: Wied. Annal. 19, 1; 1886.
3) Orlich: l. c.

gemesen und der Akkumulator über einen Präzisionswiderstand von der üblichen Unterteilung geschlossen. Es war so möglich, genau bestimmte Potentiale abzugreifen und dem einen Quadrantenpaar zuzuführen. Die Spannung für die Nadel wurde einer kleinen Batterie von Krügerelementen entnommen.

Aus den Tabellen und den Fig. 2, 3, 4 geht hervor, daß der Ausschlag auch für die Mittelwerte nicht der angelegten Potentialdifferenz proportional ist, sondern daß besonders bei den hohen Nadelhilfspotentialen die Abweichungen vom linearen Gesetz ganz bedeutend sind. Für niedrige Hilfspotentiale kann man allerdings für die ersten 100 Skalenteile Proportionalität zwischen Ausschlag und Spannung setzen.

Für den Fall der Nadelschaltung folgt aus der Maxwellschen Elektrometerformel, daß die an die Nadel gelegte Potentialdifferenz dem einseitigen Ausschlage proportional ist. Es wurde nun geprüft, ob diese Beziehung richtig ist oder ob ähnliche Abweichungen wie bei der Quadrantschaltung existieren. Die Versuchsanordnung ist folgende:

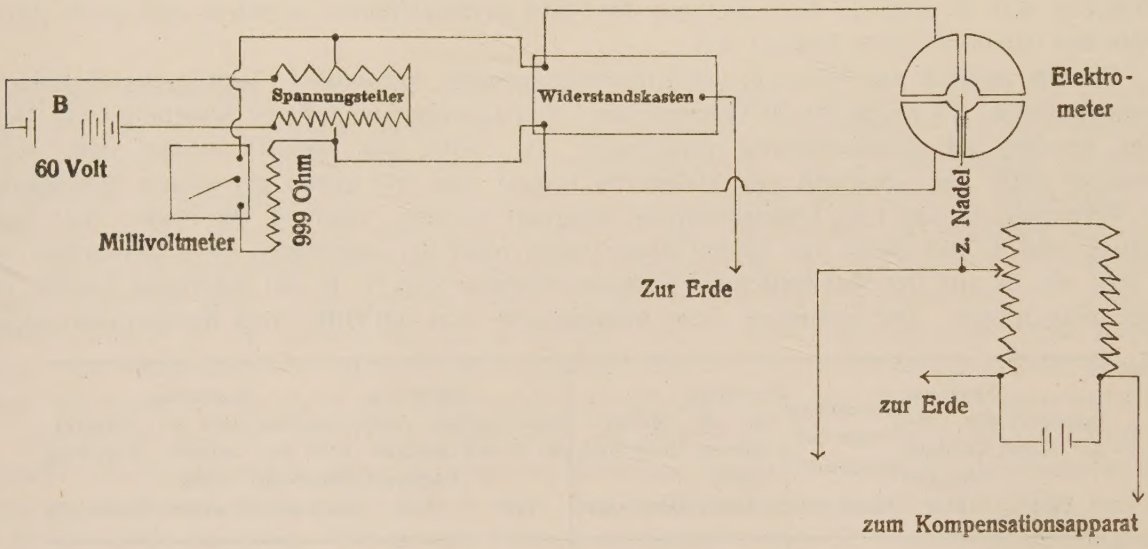


Fig. 5.

Eine Akkumulatorenbatterie B von ca. 60 Volt Spannung ist über einen Spannungsteiler geschlossen. Von diesem Spannungsteiler wird ein Teil der 60 Volt abgegriffen und über einen Wolffschen Widerstandskasten, dessen Mitte geerdet ist, geleitet. Indem man auf der einen Seite des Widerstandskastens kleine Widerstände zuschaltet, kann man die zwischen Nadel und Quadranten auftretende Kontaktpotentialdifferenz kompensieren und damit den beim Einschalten der Hilfsspannung auftretenden Ausschlag beseitigen. Die angelegte Hilfsspannung wird mit Hilfe eines Präzisionsmillivoltmeters gemessen. Die beiden Enden des Präzisionswiderstandes sind mit den beiden Quadrantenpaaren verbunden. Die Nadel erhält eine mittels des Kompensationsapparates gemessene Spannung. In der folgenden Tabelle sind die erhaltenen Resultate zusammengestellt und in Fig. 6 graphisch dargestellt. Es ergibt sich für alle Hilfspotentiale und für Ausschläge bis zu 300 Skalenteilen Proportionalität zwischen Ausschlag und Nadelpotential. Aus diesem Grunde wurde die Nadelschaltung der Quadrantschaltung vorgezogen, obwohl die Empfindlichkeit für gleiches Hilfspotential bei der Quadrantschaltung bedeutend

höher ist. Dafür ist wiederum die Kapazität der Nadel geringer als die eines Quadrantenpaares. In unserem Falle betrug die Kapazität der Nadel 3,6 cm und die eines Quadrantenpaares 15,2 cm. Wenn

Spannung zwischen den Quadrantenpaaren.

Spannung der Nadel Volt	5,0 Volt	10,0 Volt	20,0 Volt	30,0 Volt	40.0 Volt	50,0 Volt
0,050	—	—	20,0	27,7	34,8	41,7
0,151	16,1	31,1	61,5	87,4	110,2	132,6
0,252	26,3	51,8	100,4	145,9	181,8	222,0
0,430	44,3	86,0	171,0	249,0	313,0	372,4
0,810	84,0	168,1	322,2	—	—	—
1,654	173,9	341,6	—	—	—	—
2,498	259,6	—	—	—	—	—

nun die Kapazität des Meßapparates nicht allzu hoch im Verhältnis zur Nadelkapazität ist, so ist damit eine Erhöhung der Empfindlichkeit bedingt. Zu bemerken ist noch, daß von Wulf und del Pulgar[1]) auf Grund theoretischer Betrachtungen der Nadelschaltung für Messung von Elektrizitätsmengen der Vorzug vor anderen Schaltungen gegeben wird.

Messmethode.

Bei den geplanten Untersuchungen handelte es sich um die Messung von Elektrizitätsmengen, die kontinuierlich der Nadel zufließen und diese auf ein wachsendes Potential aufladen. Als Maß für die Stärke des fließenden Stromes wurde, wie üblich, die Größe der Wanderungsgeschwindigkeit der Nadel ausgedrückt in Skalenteilen pro sec. gewählt. Es zeigte sich dabei, daß die Meßgenauigkeit abhängig ist von der Größe der Wanderungsgeschwindigkeit. Die am besten übereinstimmenden Messungen erhält man für Wanderungsgeschwindigkeiten von 0,5—3 Skalenteilen in der Sekunde. Besonders mit sehr geringen Wanderungsgeschwindigkeiten ist ein größerer Fehler verbunden. So betrug die Differenz zweier aufeinanderfolgender Messungen für eine Geschwindigkeit von 10 Skalenteilen in einer Minute oder 0,17 in der sec. 2 %, während in dem oben angegebenen Intervalle $\pm$ 0,2 % Genauigkeit erreicht wurde. Es wurde daher die Empfindlichkeit des Elektrometers stets so durch Veränderung des Hilfspotentiales variiert, daß das angegebene Intervall innegehalten wurde. Eine Einzelmessung erstreckte sich gewöhnlich über 50 – 100 sec. und zwar wurden die Sekunden mit Hilfe eines lautschlagenden Uhrwerkes gezählt und am Anfang und Schluß der Zeit die Skala abgelesen. Diese Methode gewährleistet viel größere Genauigkeit als die von Bronson[2]) angegebene Methode der konstanten Ausschläge. Es war nicht möglich, mittels dieser außerordentlich bequemen und für manche Zwecke unentbehrlichen Methode der konstanten Ausschläge eine größere Genauigkeit als $\pm$ 1,5 % zu erzielen, was mit den Angaben englischer Autoren übereinstimmt.

1) Wulf und del Pulgar: Ann. d. Phys. 30, 697; 1909.
2) Bronson: Americ. Journ. of Science 19, 185; 1905.

II. Absorptionsmessungen an den komplexen Radium β-Strahlen.

Es sollte untersucht werden, wie weit die auf dem Ionisationswege erhaltenen Absorptionskurven mit denen übereinstimmen, die man durch Messung der negativen Ladung der durch die Materie hindurchgehenden β-Teilchen erhält.

Die Versuchsanordnung war für den ersten Fall folgende: Die von dem Radiumpräparat ausgehenden β-Strahlen gelangen in einen Meßkondensator. Das Gehäuse des Kondensators besteht aus 1 cm dickem Aluminium und hat einen Querschnitt von 12×12 cm und eine Länge von 14,5 cm. Auf der Vorder- und Hinterseite ist das Gehäuse offen und wird mit je einer Aluminiumfolie von 0,01 mm Dicke verschlossen, so daß die β-Strahlung fast ungehindert eintreten kann. Im Innern sind 2 rechteckige Aluminiumplatten von 12×8 cm Fläche mittels Bernstein an 2 gegenüberliegenden Seitenflächen befestigt. Diese beiden Seitenwände des Kondensatorgehäuses sind in der Mitte durchbohrt und die Bohrung ist mit je einem Bernsteinstück verschlossen, durch das die Zuleitung zu den Aluminiumplatten geführt ist. Der Abstand der beiden Platten beträgt 8,1 cm. An die eine Platte wurde eine Spannung von ungefähr 300 Volt angelegt, die ausreichte, um Sättigungsstrom zu erzielen, wie sich aus Messungen ergab. Die andere Platte war mit der Elektrometernadel leitend verbunden. Diese Leitung von etwa 2 m Länge war in einem mit reinem Schwefel ausgegossenen Messingrohr von 1,0 cm lichter Weite geführt. Schwefel wurde an Stelle des sonst empfohlenen Paraffins deshalb verwendet, weil es nicht möglich war, das Paraffin trotz mehrfacher Reinigung von negativen Rückstandsladungen zu befreien. An Isolationsfähigkeit ist Schwefel dem Paraffin mindestens ebenbürtig. Aluminium wurde deshalb für den Kondensator gewählt, weil es durch die γ-Strahlung zu sehr geringer Sekundärstrahlung angeregt wird. Das schon anfangs beschriebene Radiumpräparat befand sich in einer Entfernung von 15 cm von der vorderen Kondensatorfläche. Mit Hilfe von Bleiklötzen wurde von dem austretenden β-Strahlenbündel ein kleiner Teil ausgeschnitten, so daß ein fast paralleles, schmales Strahlenbündel auf den Kondensator fiel. Die Bleiklötze hatten zugleich den Zweck, die von dem Präparat ausgehende γ-Strahlung möglichst zu beseitigen. Dennoch machte sich unabhängig von der β-Strahlung noch ein bedeutender von der γ-Strahlung herrührender Ionisationseffekt bemerkbar, der die natürliche Ionisation der Luft erhöhte. Um diesen Rest rein von dem durch die β-Strahlung hervorgerufenen Ionisationseffekt zu trennen, mußten die β-Strahlen zwischen den Polen eines großen Elektromagneten hindurchtreten, bevor sie in den Kondensator gelangten. Kondensator und Präparat nebst den Bleiklötzen wurden auf einem an den Elektromagneten angeschrobenen ebenen Tisch unveränderlich befestigt. Die Messungen wurden so gemacht, daß zunächst $\beta+\gamma$-Strahlung + natürliche Ionisation gemessen und dann durch Erregung des Elektromagneten die zwischen den Polen hindurchgehende β-Strahlung nach oben oder unten abgelenkt wurde, so daß keine Strahlen mehr in den Kondensator gelangen konnten. Die Differenz ergab dann den reinen β-Strahleneffekt. Einfacher läßt sich diese Differenzmessung auch ohne Verwendung des Elektromagneten ausführen, indem man in den Gang der β-Strahlen ein Bleiblech von etwa 3 mm Dicke einschaltet. Doch ist dann zu berücksichtigen, daß in diesem Falle die γ-Strahlung zum Teil mitabsorbiert wird und dadurch ein niedrigerer Wert für den durch die γ-Strahlen hervorgerufenen Ionisationseffekt herauskommt. Diese Abweichung ist für den anfänglichen Verlauf der Absorptionskurven ohne Bedeutung, da der β-Strahleneffekt weit überwiegt. Sie kommt erst in Betracht, wenn die Intensität der β-Strahlung nach Einschalten größerer Schichtdicken sehr geschwächt ist und zwar verläuft die so erhaltene Absorptionskurve in ihrem letzten Teile flacher gegen die x-Achse. Es scheint dann so, als wenn den β-Strahlen eine größere Durchdringungsfähigkeit zukommt, während in Wirklichkeit die γ-Strahlung absorbiert wird. Aus diesem Grunde wurde die obige Meßmethode mit Magnetfeld bevorzugt.

Als Absorptionsmaterial für die vorliegenden Messungen wurden Bleche und Folien von Al, Fe, Ni, Cu, Zn, Ag, Sn, Au, Pb verwandt. Die dünneren Folien waren nicht gleichmäßig dick. Es wurde in diesem Falle ein Mittelwert angenommen, der durch Wägung der Folien bestimmt wurde. Das

Absorptionsmaterial wurde unmittelbar vor die Vorderseite des Kondensators gebracht. Dadurch wurde erreicht, daß auch die sogenannte zerstreute Strahlung in den Kondensator gelangte. Schaltet man die Folien an einer beliebigen Stelle z. B. unmittelbar vor dem Präparat in den Strahlengang, so geht ein großer Teil der β-Strahlen durch Streuung verloren und die Absorptionskurven erhalten eine wesentlich andere Gestaltung.

Bevor die erhaltenen Resultate mitgeteilt werden, soll noch die zweite Versuchsanordnung beschrieben werden. An Stelle des Kondensators tritt ein Apparat, der es gestattet, die negative Ladung der β-Strahlen zu messen. Zunächst wurden Versuche gemacht mit einem Vakuumapparat. In einer Messingbüchse mit aufgeschliffenem Deckel ist eine durch Bernstein isolierte Metallplatte befestigt. Der Deckel ist durchbohrt und in die Bohrung ist ein Bernsteinstück eingekittet. Durch das Bernsteinstück führt ein Draht zu der Metallplatte und verbindet sie mit der Elektrometernadel. Seitlich ist in der Metallbüchse eine zweite Bohrung angebracht und das Loch ist mit einem dünnen Aluminiumblättchen verschlossen. Die β-Strahlung vermag durch diese Öffnung in das Gefäß einzutreten, trifft auf die Metallplatte und gibt hier ihre Ladung ab, die sich durch einen Ausschlag im Elektrometer bemerklich macht, sobald das Gefäß genügend hoch evakuiert ist. Im vorliegenden Falle wurde das Gefäß so hoch evakuiert, daß keine Entladung mehr durch eine an der Pumpe befindliche Vakuumröhre ging. Trotz dieses niedrigen Druckes wurden die verbleibenden Gasreste noch merklich durch das starke Präparat ionisiert, sodaß ein großer Teil der negativen Ladung verloren ging. Diese Beobachtung ist schon von Wien und Paschen[1]) gemacht worden. Es wurde daher zur Vermeidung dieses Übelstandes ein ähnlicher Apparat benutzt, wie ihn Curie[2]) zur Bestimmung der negativen Ladung der β-Strahlen und Greinacher[3]) zum Nachweis der positiven Ladung der α-Strahlen benutzt hatten. In Fig. 7 ist ein Durchschnitt durch den Apparat gegeben.

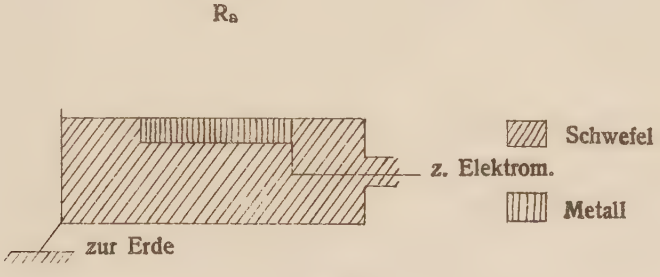


Fig. 7.

Ein Messingstück von 3,2×2,4 qcm Fläche und 4 mm Dicke ist in eine mit Schwefel gefüllte Metallbüchse eingelassen. Die äußere Fläche ist mit einer dünnen Schwefelhaut überzogen. Die Platte ist durch eine in Schwefel gebettete Leitung mit dem Elektrometer verbunden. Das Radiumpräparat befindet sich in einer Entfernung von 3 cm von der Platte. Unmittelbar auf die Platte werden die absorbierenden Folien gelegt. Die Metallbüchse selbst wird geerdet. Bei diesem Apparat ist vor allem darauf zu achten, daß keinerlei Gasblasen zwischen der Oberfläche des Messingstückes und dem Schwefel haften bleiben, da sonst starke Ionisationseffekte bei der Bestrahlung auftreten.

Der gemessene Effekt ist sehr klein im Verhältnis zu dem auf dem Ionisationswege erhaltenen. Auch bei diesen Versuchen machte sich die γ-Strahlung bemerkbar. Die Platte wurde nach Einschaltung einer Bleiplatte von 2 mm Dicke positiv aufgeladen. Die positve Ladung betrug 0,2 % der maximalen negativen. Nun ist sicher anzunehmen, daß praktisch die Absorption der β-Strahlung durch 2 mm Blei vollkommen bewirkt ist. Die auftretende positive Ladung ist also einer Wirkung der γ-Strahlen zuzuschreiben und zwar kann man sie folgendermaßen erklären: Durch die primäre γ-Strahlung werden in

1) Wien: l. c. Paschen l. c.
2) P. u. S. Curie: Compt. Rend. 130, 647; 1900.
3) H. Greinacher: Verhandl. der deutschen phys. Gesellschaft 11, 179; 1909.

der Auffangplatte sekundäre Kathodenstrahlen erregt. Diese vermögen aus der Platte auszutreten und lassen die entsprechende positive Ladung zurück. Ein ähnlicher Effekt ist von Curie und Sagnac[1]) mittels der Röntgenstrahlen beobachtet worden; nur war in diesem Falle die beobachtete positive Ladung viel größer. Zum Beweise, daß es sich um eine Wirkung der sekundären γ-Strahlung handelte, wurden verschiedene Metalle als Auffangplatten verwendet. Es ergaben sich verschieden grosse positive Aufladungen; die Ladung war bei den Schwermetallen größer als bei den Leichtmetallen. Das stimmt mit der schon lange bekannten Tatsache überein, daß die Schwermetalle bei Bestrahlung mit γ-Strahlen mehr Sekundärstrahlen aussenden als die Leichtmetalle.

In der folgenden Tabelle sind die Resultate der Absorptionsmessungen enthalten.

Ionisationswerte.					Aufladungswerte.	
Schichtdicke d in mm	Intensität der $\beta+\gamma$ Str. in Skalenteil. d. Elektrom.	Intensität der γ Strahlen in Skalenteil.	Intensität der β Str. in Skalenteil.	λ aus $J = J_0 . e^{-\lambda d}$	Intensität der β Str. in Skalenteil.	λ aus $J = J_0 . e^{-\lambda d}$
			Aluminium			
0,000	314,0	63,0	251,2	20,6	293,2	20,8
0,108	263,8		201,0	18,8	234,2	18,6
0,216	230,0		167,2	17,0	196,2	17,0
0,432	183,4	Mittel	120,6	16,2	140,7	16,4
0,648	150,8	62,8	88,0	15,3	101,3	15,4
0,998	117,2		54,4	12,3	63,1	12,6
2,039	83,2		20,4	11,0	22,5	11,2
3,037	70,8	62,6	8,9		9,8	
			Eisen			
0,000	314,0	64,3	250,0	75,7	294,0	76,0
0,050	235,2		171,2	64,5	201,1	64,4
0,097	197,7	Mittel	133,7	56,6	157,4	56,0
0,193	147,9	64,0	83,9	47,5	99,8	47,7
0,383	104,5		40,5	41,9	47,3	41,9
0,573	86,7		22,7	34,9	26,6	36,0
0,798	79,4	63,7	15,4		16,6	
			Nickel			
0,000	314,0	63,7	250,3	76,8	294,0	76,0
0,104	176,3		112,6	64,5	133,4	65,1
0,208	129,1	Mittel	65,4	58,4	75,9	58,0
0,315	103,5	63,7	39,8	53,4	47,3	52,5
0,424	89,7		26,0	42,1	31,7	39,9
0,738	74,9	63,7	11,2		15,5	
			Kupfer			
0,000	314,0	64,3	250,8	78,5	293,0	77,8
0,122	160,4		96,2	63,7	110,7	65,0
0,238	119,3	Mittel	55,1	57,2	62,4	57,0
0,360	96,2	64,2	32,0	52,7	37,6	52,1
0,475	84,7		20,5	44,7	24,7	44,0
0,723	74,1	64,1	9,9		12,2	

1) P. Curie u. G. Sagnac: Compt. Rend. 130; S. 1013; 1900.
2) Paschen: l. c. Seitz: l. c.

Ionisationswerte.					Aufladungswerte.	
Schichtdicke d in mm	Intensität der $\beta+\gamma$ Str. in Skalenteil.	Itensität der γ Str. in Skalenteil.	Intensität der β Str. in Skalenteil.	λ aus $J = J_{oe}^{-\lambda d}$	Intensität der β-Str. in Skalenteil.	λ aus $J = J_{oe}^{-\lambda d}$
			Zink			
0,000	315,1	63,5	251,6	68,0	292,5	68,1
0,104	187,5		124,0	57,1	144,1	56,5
0,205	141,6		78,1	51,4	91,9	51,0
0,309	114,9		51,4	44,2	60,5	44,6
0,511	89,9		26,3	38,9	29,9	39,4
0,719	78,8	63,6	15,3		17,2	
			Silber			
0,000	314,1	63,3	250,6	155,0	293,2	154,1
0,022	241,7		178,2	131,8	208,9	130,7
0,044	203,8		140,3	109,2	165,0	109,3
0,088	159,4	Mittel	95,9	96,8	112,1	96,9
0,131	134,0	63,5	70,5	82,6	82,4	79,8
0,218	104,9		41,4	69,6	51,4	70,0
0,337	87,5	63,7	24,0		27,7	
			Zinn			
0,000	313,6	62,9	250,7	123,6	293,0	124,1
0,0235	250,4		187,5	102,2	218,9	102,1
0,0470	218,0		155,1	85,6	181,3	84,2
0,0940	175,0		112,1	75,2	132,8	75,0
0,141	149,7		86,8	65,1	101,8	63,0
0,234	117,5		54,6	56,6	67,1	56,8
0,352	97,1		34,2	48,9	39,7	48,4
0,493	85,4		22,5	45,0	27,0	45,2
0,632	77,5		14,6	40,7	16,8	41,7
0,797	71,3	63,0	8,4		10,6	
			Gold			
0,000	314,6	64,4	250,2	312,1	295,4	310,0
0,0162	215,3		150,9	258,2	178,8	255,4
0,0320	173,9		109,5	202,6	130,5	204,0
0,0643	132,4		68,0	179,6	79,5	179,7
0,0930	111,5		47,1	157,2	55,5	156,0
0,132	95,8		31,4	122,3	37,7	124,5
0,264	74,3		9,9		11,0	
			Blei			
0,000	313,0	63,2	249,8	203,2	293,8	206,5
0,0254	212,3		149,1	171,3	173,9	162,0
0,0510	167,5		104,3	134,0	128,6	134,5
0,103	126,0		62,8	102,0	73,5	101,1
0,207	93,4		30,2	84,7	36,2	85,9
0,310	81,3		18,1	75,9	20,5	75,9
0,410	74,3		11,1	67,2	13,1	67,1
0,518	70,9		7,7		9,1	

In Figur 8 und 9 sind die Werte aus Spalte 1 als Abszissen und als Ordinaten die Werte der Spalte 4 aufgetragen.

Ein Vergleich der λ-Werte in Spalte 5 und 7 zeigt, daß die Absorptionskurven in beiden Fällen denselben Verlauf haben und daß diese Übereinstimmung bestehen bleibt, ob nun das Absorptions-

material ein kleines oder großes Atomgewicht hat. Es ergibt sich daraus das Resultat, daß es erlaubt ist, das Ionisationsvermögen der β-Strahlen zu quantitativen Messungen zu benutzen, wie es bisher fast immer getan ist. Das von Makower[1]) gefundene Resultat, daß die Absorption der β-Strahlen in einer völligen Hemmung eines gewissen Teiles der Gesamtstrahlung besteht, bestätigt sich. Jedoch läßt sich hieraus nicht der Schluß ziehen, daß die nicht absorbierten β-Strahlen ohne Geschwindigkeitsverlust die Materie durchlaufen. Diese Frage läßt sich nur durch magnetische und elektrische Ablenkungsversuche entscheiden.

III. Das Absorptionsgesetz homogener β-Strahlen und die Geschwindigkeitsverminderung beim Durchgang durch die Materie.

Um die Frage zu entscheiden, ob die β-Strahlen beim Durchgang durch die Materie einen Geschwindigkeitsverlust erleiden oder nicht, ist es nötig, die Geschwindigkeit einer homogenen β-Strahlung vor und nach dem Durchgang durch die Materie zu bestimmen.

Dies ist möglich durch elektrische und magnetische Ablenkungsversuche. Da aber die Beziehung zwischen der Geschwindigkeit und dem Verhältnis der Ladung zur Masse des Elektrons experimentell mit genügender Genauigkeit festgelegt ist,[2]) kann man sich auf die magnetische Ablenkung beschränken.

Die ersten Versuche zur Frage der Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen sind von H. W. Schmidt[3]) an den β-Strahlen des Ra E gemacht worden. Die Versuchsanordnung ist folgende: In einen Bleiblock ist ein Kreiskanal von 2,20 cm mittlerem Radius, 2 mm Breite und 10 mm Tiefe geschnitten. Der Bleiblock befindet sich in einem homogenen Magnetfelde. Vor der einen Öffnung des Kreiskanals befindet sich das Ra E Präparat, vor der anderen der Ionisationsraum eines Blattelektrometers. Bei Erregung des magnetischen Feldes werden die β-Strahlen zu Kreisbögen umgebogen und gelangen in den Ionisationsraum. Da der Kreiskanal die oben angegebene Breite besitzt und das Präparat eine gewisse Ausdehnung hat, so wird ein Teil der β-Strahlen den Kreiskanal mit einem Radius durchlaufen, der größer oder kleiner als der mittlere ist. Bei weitem die größte Anzahl der β-Teilchen wird den Kreiskanal mit einem Krümmungsradius passieren, der mit dem mittleren Radius des Kanals übereinstimmt. Trägt man nun als Abszissen die Feldstärken, als Ordinaten die Stärke des Ionisationsstromes auf, so erhält man eine steil ansteigende Kurve mit ausgeprägtem Maximum und einen ähnlich steilen Abfall bei höheren Feldstärken. Von einer bestimmten hohen Feldstärke ab werden keine β-Strahlen mehr durch den Kreiskanal in den Ionisationsraum gelangen. Schmidt schaltete bei seinen Versuchen Aluminiumbleche von 0,095 mm und 0,507 mm Dicke in den Strahlengang ein vor dem Eintritt der Strahlen in das magnetische Feld. Im Falle einer Geschwindigkeitsverminderung muß das Maximum bei niederen Feldstärken erreicht werden. Eine solche Verschiebung zeigte sich nicht.

Diese Frage erhielt eine neue Wendung durch Versuche von W. Wilson.[4]) Er benutzte zwei im wesentlichen übereinstimmende Versuchsanordnungen. Zum genaueren Verständnis ist die eine Anordnung der Arbeit entnommen.

1) Makower: l. c.
2) A. H. Bucherer: Ann. d. Phys. 28, 513; 1909; K. Wolz: Diss. Bonn.
3) H. W. Schmidt: Phys. Ztschr. 8, 361; 1907.
4) W. Wilson: Proc. of the Roy. Soc. 82 A, 612; 1909.

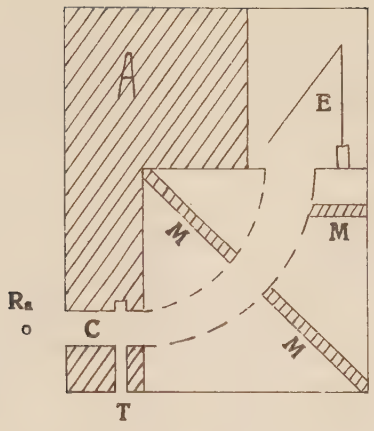


Fig. 10.

Ein Bleiblock A mit einer Bohrung C von 0,8 cm Durchmesser wurde zwischen die Pole eines Elektromagneten gebracht. Das Magnetfeld ist senkrecht zur Zeichenebene gerichtet. Bei Ra befand sich eine Glasröhre mit 30 mg $Ra\,Br_2$ oder Ra-Emanation. Die β-Strahlen wurden zu Kreisen abgelenkt und gelangten durch ein Loch von 1,2 cm Durchmesser in den Ionisationsraum eines Blattelektrometers. Der Abstand dieses Loches von dem Loche, wo die β-Strahlen ausgehen, betrug 3,9 cm. Der mittlere Krümmungsradius ist von Wilson zu 4,0 cm angegeben. Bei M M M wurden Bleiplatten eingeschaltet, um die zerstreute Strahlung zu beseitigen. Unmittelbar unter der Elektrometeröffnung und bei T konnten Folien oder Bleche eingeschaltet werden.

Der Gang der Versuche war folgender: Das Magnetfeld wurde erregt und dadurch ein bestimmter Teil der β-Strahlen in den Ionisationsraum gebogen. Bei einer gewissen Feldstärke tritt ein Maximum der Ionisation ein und darauf bei höheren Feldern eine Abnahme. Es wurden nun Aluminiumbleche unmittelbar unter das Elektroskop gelegt, wiederum allmählich das Magnetfeld erregt und die zugehörige Ionisation gemessen. In diesem Falle, wo also die β-Strahlen erst nach dem Austritt aus dem Felde Absorption erleiden, trat eine Verschiebung des Maximums zu höheren Feldstärken auf. Die Versuche wurden wiederholt, die Folien aber bei T eingeschaltet. Es zeigte sich, daß das Maximum nicht nach höheren Feldstärken verschoben wurde, sondern ungefähr an derselben Stelle blieb, wo es ohne absorbierende Medien war, natürlich mit entsprechend verringerter Amplitude. Zunächst ist die Verschiebung nach höheren Feldstärken, wie sie im ersten Falle erfolgte, zu erklären. Wilson verwendete zu seinen Versuchen $Ra\,Br_2$ oder Ra-Emanation, die eine ganze Anzahl von β-Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten aussenden. Nun ist klar, daß durch eine gewisse Schichtdicke die β-Strahlen geringerer Geschwindigkeit viel stärker absorbiert werden als die schnellen β-Strahlen. Für den Ionisationseffekt werden also, wenn die β-Strahlen geringer Geschwindigkeit schon absorbiert sind, die höheren Geschwindigkeiten stärker in Betracht kommen d. h. das Maximum wird nach den höheren Feldstärken verschoben sein. Im zweiten Falle tritt die selektive Absorption der verschiedenen β-Strahlenarten in gleicher Weise ein. Für den Ionisationseffekt werden nach Einschalten der absorbierenden Schichten wiederum nur die härteren β-Strahlen herangezogen. Es zeigt sich aber keine Verschiebung des Maximums nach höheren Feldstärken. Daher ist der Schluß zu ziehen, daß die β-Strahlen weicher geworden sind, mithin einen Geschwindigkeitsverlust erlitten haben.

Durch die Einschaltung von Folien in den Strahlengang komplexer β-Strahlen wird nach der obigen Erklärung sozusagen eine Homogenisierung bewirkt, weil nur noch die β-Strahlen höherer Geschwindigkeit den Ionisationseffekt bedingen. Die im ersten Falle beobachtete Verschiebung des Maximums zu höheren Feldstärken muß nach Einschaltung beträchtlicher Schichtdicken einen Grenzwert erreichen und es ist dann zu fordern, daß im 2. Falle das Maximum nach geringeren Feldstärken verschoben wird. Diese Überlegung soll durch die späteren Versuche bewahrheitet werden.

Zu erwähnen ist noch eine zweite Arbeit von W. Wilson,[1]) in der die Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen des Radiums nach einer ähnlichen Methode für verschiedene Dicken von Aluminium gemessen wird. Ferner eine Arbeit von O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner,[2]) die die Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen des aktiven Thoriumniederschlages nach einer photographischen Methode bestimmten. Auf diese beiden Arbeiten soll erst am Schluß näher eingegangen werden.

Das von Wilson gefundene lineare Absorptionsgesetz homogener β-Strahlen.

Eng verknüpft mit der Frage nach dem Geschwindigkeitsverlust der β-Strahlen beim Durchgang durch die Materie ist die Frage nach dem Absorptionsgesetz homogener β-Strahlen.

Die Versuche von H. W. Schmidt hatten bekanntlich ergeben, dass eine Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen nicht stattfindet, weil bei seinen Versuchen die Verschiebung des Maximums zu niederen Feldstärken nicht erhalten wurde, wie es theoretisch zu verlangen ist. Wilson gibt eine Erklärung dieser Erscheinung, indem er annimmt, dass die β-Strahlen des Ra E inhomogen seien. Wenn tatsächlich keine Geschwindigkeitsverminderung für die nach seiner Ansicht inhomogenen β-Strahlen des Ra E stattfände, so müsste die Lage des Maximums zu den höheren Feldstärken verschoben sein. Unter der Annahme der Inhomogenität der Ra E β-Strahlen und einer Geschwindigkeitsverminderung müßte das Maximum, wie bei seinen Versuchen mit und ohne absorbierendes Medium, dieselbe Lage haben, was ja tatsächlich bei den Versuchen von Schmidt der Fall sei. Also seien die β-Strahlen des Ra E inhomogen und das bei ihnen gefundene exponentielle Absorptionsgesetz sei kein Kriterium für die Homogenität der Strahlung. Vielmehr könne man homogene β-Strahlen nur durch Ausblendung aus einem Bündel komplexer β-Strahlen mit Hilfe des Magnetfeldes und eines Kreiskanales erhalten. Wilson untersucht nun, nach welchem Gesetze solche nach seiner Ansicht wirklich homogenen β-Strahlen absorbiert werden. Zu diesen Versuchen wurde die schon beschriebene Versuchsanordnung benutzt. Das Magnetfeld wurde zu einer bestimmten Stärke erregt und eine Absorptionskurve für die bei dieser Feldstärke durch den Kanal tretenden β-Strahlen aufgenommen. Die absorbierenden Folien befanden sich unmittelbar unter dem Ionisationsraum. Für eine ganze Anzahl von Feldstärken wurden solche Absorptionskurven aufgenommen. Es ergab sich, daß ein solches durch das Magnetfeld ausgeblendetes β-Strahlenbündel nach einem linearen Gesetz absorbiert wird. Dieses lineare Gesetz wurde für alle Geschwindigkeiten mit Ausnahme der ganz geringen erhalten. Auf Grund dieser Versuche stellte Wilson die Behauptung auf, daß β-Strahlen, die ein exponentielles Absorptionsgesetz zeigen, inhomogen sind und daß wirklich homogene β-Strahlen nach einem linearen Gesetz absorbiert werden.

Gegen diese Behauptung sind Einwände erhoben worden von O. Hahn und L. Meitner[3]). Es wird vor allem und mit Recht eingewendet, daß bei der großen Breite des Wilsonschen Kreiskanales bei einer beliebigen Feldstärke stets eine ganze Reihe verschiedener Geschwindigkeiten in den Ionisationsraum gelangen, daß also die Absorption nicht an homogenen β-Strahlen erfolgt sei.

Auf die Einwände von Hahn und Meitner bezieht sich eine Erwiderung von W. Wilson[4]) in der, ohne neue experimentelle Belege zu bringen, die Einwände widerlegt werden sollen.

Die folgenden Versuche sollen zur Klärung dieser Frage beitragen.

Absorptionsversuche an ausgeblendeten β-Strahlenbündeln.

Es erhebt sich zunächst die Frage, wie eng der Kreiskanal gemacht werden muß, um bei einer bestimmten Feldstärke ein homogenes Bündel aus der komplexen β-Strahlung des Radiums auszublenden.

1) W. Wilson: Proc. of the Roy. Soc.: 84 A, 141; 1911.
2) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner: Phys. Ztschr. 12, 273; 1911. Heft 8.
3) O. Hahn und L. Meitner: Phys. Zeitschr. 10, 948; 1909.
4) W. Wilson: Phys. Zeitschr. 11, 101; 1910.

Theoretisch ist ein unendlich schmaler Spalt zu fordern. Praktisch gelangt man bald zu einer gewissen Grenze; denn es ist zu berücksichtigen, daß mit enger werdendem Kreiskanal der Ionisationseffekt im Meßraum geringer wird. Nach einigen Vorversuchen wurde ein Kanal von folgenden Dimensionen für passend gefunden.

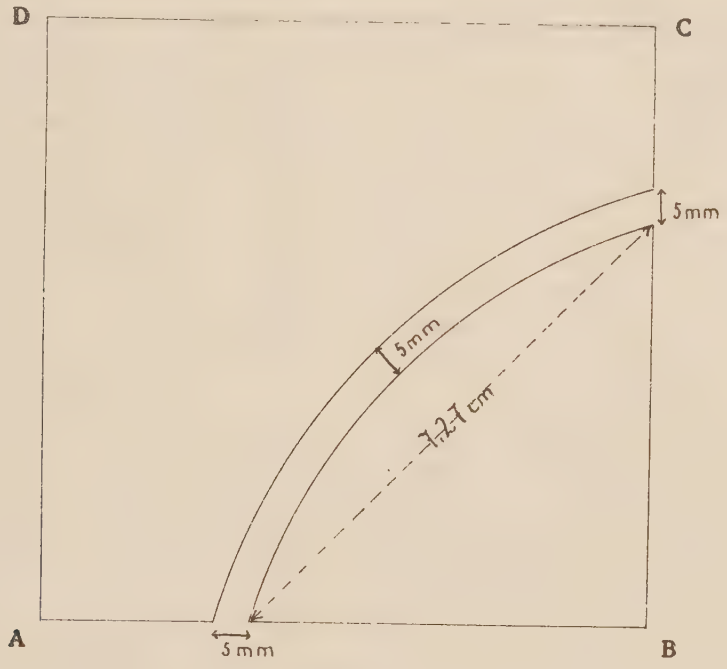


Fig. 11

Mit Hilfe der Drehbank und eines besonders geschmiedeten Stahles wurde aus einem Bleiklotze von 8,0×8,0×3,8 cm ein Kreiskanal von 2,0 cm Tiefe und 0,5 cm Breite und 8,0 cm mittlerem Radius herausgeschnitten. Der Bleiklotz wurde in ein homogenes Magnetfeld gebracht, das von einem Elektromagneten mit angesetzten grossen Polschuhen gebildet war. Mittels einer kleinen Prüfspule und eines ballistischen Galvanometers wurde gefunden, daß das Feld in der Umgebung des Kreiskanales homogen war. 15 mm von dem einen Ende des Kanals wurde das Rapräparat — 10 mgr $RaBr_2$ — gestellt. Vor dem andern Ende befand sich der früher beschriebene Kondensator, dessen eine Platte mit dem beschriebenen Elektrometer verbunden ist.

Es ist klar, daß auch bei den gewählten Dimensionen des Kreiskanals nicht ein genau abgegrenztes β-Strahlenbündel konstanter Geschwindigkeit in den Meßkondensator gelangen wird. Vielmehr wird bei einer gewissen Feldstärke die Verteilung so sein, daß ein Teil einer höheren Geschwindigkeit mit einem Teile einer niedrigeren zusammen durch den Kanal tritt. Jedoch wird der Hauptionisationseffekt durch β-Strahlen bedingt sein, die sich dem mittleren Krümmungsradius bei der betreffenden Feldstärke anpassen.

Die Versuche wurden ganz analog den Wilsonschen angestellt. Es wurde eine bestimmte Feldstärke erregt und eine Absorptionskurve der durch den Kanal tretenden β-Strahlen aufgenommen, wobei die Folien unmittelbar unter den Kondensator gelegt wurden.

Dabei war zu beachten, daß ein gewisser Ionisationseffekt durch die durchdringenden γ-Strahlen bedingt ist. Um diesen getrennt zu erhalten, wurde am Anfang und Schluß jeder Versuchsreihe die gesamte β-Strahlung vor dem Eintritt in den Kanal durch 2 mm Blei absorbiert. Es wurden für neun verschiedene Feldstärken Absorptionskurven aufgenommen. Bei sehr geringen und sehr hohen Feldstärken gelangen sehr wenig β-Strahlen in den Kondensator, sodaß von einer gewissen Grenze ab eine

Aufnahme von Absorptionskurven nicht mehr möglich ist. In der folgenden Tabelle sind die Resultate der Absorptionsmessungen eingetragen. Spalte I gibt die Foliendicke (Aluminium). In der II. Spalte ist der gemessene Ionisationseffekt der β-Strahlen eingetragen, in Spalte III ist der Effekt auf 100 reduziert, IV gibt den lg der Intensität.

H = 100 Gauß				H = 221 Gauß			
Foliendicke in mm Aluminium	Intensität in Skalenteil. des Elektrom.	Intensität auf 100 red.	lg. Int.	Foliendicke in mm Aluminium	Intensität in Skalenteil. des Elektrom.	Intensität auf 100 red.	lg. Int.
0,000	88,4	100,0	2,00 000	0,000	207,8	100,0	2,00 000
0,108	46,6	52,7	1,72 194	0,108	124,6	60,0	1,77 787
0,216	30,8	34,8	1,54 210	0,216	80,9	38,9	1,59 030
0,432	17,6	19,9	1,29 906	0,432	43,5	20,9	1,32 084
0,648	10,6	12,0	1,07 886	0,648	26,2	12,6	1,10 065
0,998	4,5	5,1	0,70 676	0,998	11,0	5,3	0,72 374
H = 344 Gauß				H = 465 Gauß			
0,000	259,1	100,0	2,00 000	0,000	198,6	100,0	2,00 000
0,108	184,1	71,1	1,85 158	0,108	164,2	82,7	1,91 739
0,216	141,6	54,7	1,73 759	0,216	133,4	67,2	1,82 718
0,432	88,2	34,0	1,53 200	0,432	99,4	50,1	1,69 941
0,648	50,0	19,3	1,28 550	0,648	66,5	33,5	1,52 484
0,998	21,3	8,2	0,91 491	0,998	34,0	17,1	1,23 350
1,430	7,4	2,9	0,45 576	1,430	17,2	8,7	0,93 755
				2,039	6,5	3,3	0,51 493
H = 588 Gauß				H = 693 Gauß			
0,000	149,6	100,0	2,00 000	0,000	109,3	100,0	2,00 000
0,108	129,6	86,6	1,93 768	0,216	88,7	81,2	1,90 930
0,216	112,9	75,5	1,87 776	0,432	71,2	65,1	1,81 386
0,432	86,8	58,0	1,76 359	0,648	59,0	54,0	1,73 223
0,648	65,0	43,4	1,63 798	0,998	41,8	38,2	1,58 256
0,998	40,8	27,3	1,43 573	1,430	26,6	24,3	1,38 626
1,430	23,9	16,0	1,20 347	2,039	14,7	13,4	1,12 870
2,039	10,2	6,8	0,83 367				
H = 789 Gauß				H = 870 Gauß			
0,000	72,0	100,0	2,00 000	0,000	48,2	120,0	2,07 918
0,216	61,6	85,6	1,93 226	0,216	40,7	101,3	2,00 572
0,432	53,2	73,9	1,86 858	0,432	34,6	86,1	1,93 521
0,648	44,4	61,7	1,79 005	0,648	29,4	73,9	1,86 848
0,998	33,3	46,3	1,66 511	0,998	23,0	57,3	1,75 786
1,430	24,0	33,3	1,52 288	1,430	16,2	40,3	1,60 565
2,039	15,1	21,0	1,32 165	2,039	10,2	25,4	1,40 473
3,037	7,0	9,7	0,98 777	3,037	4,7	11,7	1,06 823

H = 1002 Gauß

Foliendicke in mm	Intensität in Skalenteil.	Intensität auf 140 red.	lg. Int.
0,000	22,5	140,0	2,14 613
0,432	16,3	101,4	2,00 614
0,998	10,4	64,7	1,81 098
2,039	4,7	29,2	1,46 605
3,037	2,0	12,4	1,09 498

Die Amplitude ist für die beiden letzten Reihen auf 120 und 140 reduziert, wegen der Übersichtlichkeit der graphischen Darstellung. In Fig. 12 sind als Abszissen die Dicken der Aluminiumbleche, als Ordinaten die Logarithmen der Intensität eingetragen. Es zeigt sich, daß mit einigen Abweichungen die erhaltenen Absorptionskurven Exponentialkurven sind. Die zugehörigen mittleren λ-Werte für die bei den einzelnen Feldstärken aufgenommenen Kurven sind der Reihe nach: $\lambda = 24{,}1; 24{,}6; 23{,}8; 16{,}8; 12{,}9; 9{,}8; 7{,}7; 7{,}6; 7{,}7$.

Bei den Absorptionskurven für geringe Feldstärken zeigt sich ein anfänglich steilerer Abfall. Dieser Abfall deutet darauf hin, daß in der komplexen β-Strahlung des Radiums noch weichere β-Strahlen mit größeren Absorptionskoeffizienten als die angegebenen enthalten sind. Ferner ist zu sehen, daß von einer gewissen Feldstärke ab die Strahlen der größten Geschwindigkeit allein den Ionisationseffekt ausmachen; denn die 3 letzten Kurven haben dieselbe Neigung gegen die Abszissenachse und der Absorptionskoeffizient ist annähernd derselbe. Weiter ist der Schluß zu ziehen, daß in dem betrachteten Geschwindigkeitsbereich eine ganz beschränkte Anzahl von einzelnen β-Strahlengruppen bestehen. Die Tatsache, daß für verschiedene Feldstärken derselbe λ-Wert z. B. für $H = 100, 221, 344$ $\lambda = 24$ erhalten wird, gibt uns ein klares Bild, wie eine β-Strahlengruppe von einer bestimmten konstanten Geschwindigkeit sich den Dimensionen des Kreiskanales, der einen gewissen Spielraum für die Größe des Krümmungsradius läßt, anpaßt. Für schwache Feldstärken wird der Krümmungsradius der mit konstanter Geschwindigkeit durch den Kreiskanal fliegenden Elektronen größer sein als der mittlere Radius des Kanals, mit wachsender Feldstärke wird ϱ abnehmen, aber so, daß $H \cdot \varrho = \text{const.}$ bleibt bis bei noch größerem H der kleinste mögliche Wert von ϱ erreicht ist und eine neue β-Strahlengruppe größerer Geschwindigkeit den Kanal erfüllt. Es wurde versucht, in dem mittleren Bereich durch kleinere Änderungen der Feldstärke noch andere Strahlungen als die mit einem $\lambda = 16{,}8; 12{,}9; 9{,}8$ zu analysieren. Es ergab sich aber, daß die so erhaltenen Absorptionskurven sich den schon gefundenen nahe anpassen. Ferner wurden Kurven aufgenommen mit Zinnfolien als Absorptionsmaterial. Es resultieren dieselben 5 Strahlungen mit einem λ, das ungefähr 3,5 mal so groß ist als beim Aluminium. Gewiß ist, daß unterhalb des beobachteten Geschwindigkeitsbereiches noch eine Anzahl weicherer β-Strahlungen bestehen. Diese sind aber bei den vorliegenden Versuchen schon im Glase, daß das Radium umgibt, absorbiert. Die Methode ist jedenfalls außerordentlich geeignet, auch diese weicheren β-Strahlen genauer zu analysieren.[1])

Ein im Gleichgewicht befindliches Radiumpräparat sendet also eine bestimmte endliche Anzahl von β-Strahlengruppen aus. Daß man bei photographischen Versuchen mit der β-Strahlung des Radiums, bei Anwendung schmaler Spalte und eines Magnetfeldes auf der photographischen Platte ein kontinuierliches breites Band und nicht ein Linienspektrum erhält, liegt daran, daß die Zahl der im Präparat enthaltenen β-Strahlungen doch so groß ist, daß wegen des relativ kleinen Geschwindigkeitsunterschiedes eine Übereinanderlagerung der einzelnen Linien stattfindet, zumal wenn man berücksichtigt, daß bei der endlichen Breite der Spalte eine einzelne Geschwindigkeit als Streifen nicht als scharfe Linie abgebildet wird. Ferner ist zu beachten, daß ein erheblicher Unterschied zwischen der photographischen und elektrometrischen Methode besteht. Die Wirkung auf die photographische Platte ist eine summierende. Es werden daher auch Sekundärstrahlen, die wegen ihrer geringen Intensität elektrometrisch nicht bemerkbar sind, bei längerer Expositionsdauer auf der photographischen Platte einen merklichen Eindruck hervorrufen, wie man an vielen Photogrammen ersehen kann, die nicht scharf abgegrenzte Ränder, sondern verwaschene Grenzen zeigen.

Für den aktiven Niederschlag des Thoriums sind von O. v. Baeyer und L. Meitner[2]) Linienspektren im Magnetfelde erhalten. Die Zahl der Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit war aber in diesem Falle viel geringer als beim Radium.

---

1) Zu bemerken ist noch, daß die β-Strahlengruppe mit $\lambda = 12{,}9$ identisch zu sein scheint mit einer Gruppe des Ra C, für die H. W. Schmidt (Annal. d. Physik 21, 609, 1906) $\lambda = 13{,}1$ gefunden hatte. Die anderen vier λ-Werte sind bisher noch nicht in der β-Strahlung des Radiums beobachtet.

2) O. v. Baeyer und L. Meitner: Phys. Zeitschr. 11, 488; 1910.

Aus den obigen Gründen ist auch die von Wilson[1]) gefundene Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Absorptionskoeffizient nicht richtig, da bei ihrer Aufstellung eine kontinuierliche Geschwindigkeitsverteilung und ein lineares Absorptionsgesetz angenommen wurde. Bei der grossen Breite des von Wilson benutzten Kreiskanales ist es unmöglich, bei einer bestimmten Feldstärke eine homogene β-Strahlung durch den Kanal zu treiben, vielmehr sind stets Gemische von einzelnen Strahlungen durch den Kanal getreten, ohne daß eine bestimmte β-Strahlung den Haupteffekt ausmachte. Freilich läßt sich aus der komplexen Natur der zur Absorption gelangenden Strahlen nicht ein lineares Absorptionsgesetz konstruieren, da durch Übereinanderlagerung von mehreren Exponentialkurven nie eine gerade Linie entstehen kann. Diese Abweichung kann nur durch die Art der von Wilson benutzten Versuchsanordnung bedingt sein.

IV. Die Geschwindigkeitsverminderung homogener β-Strahlen.

Um die Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen zu messen, ist es zweckmässig, mit homogenen Strahlen konstanter Geschwindigkeit zu arbeiten. Bei den Versuchen, die Wilson über diesen Gegenstand anstellte, wurde aus der Verschiebung des oben beschriebenen Maximums die Größe des Geschwindigkeitsverlustes gemessen. Dabei treten zwei Schwierigkeiten auf: Erstens wird die gesamte β-Strahlung des Radiums mit den mannigfachen Geschwindigkeiten benutzt, und es wird mit wachsender Dicke der in den Strahlengang eingeschalteten Materie nacheinander der Geschwindigkeits-

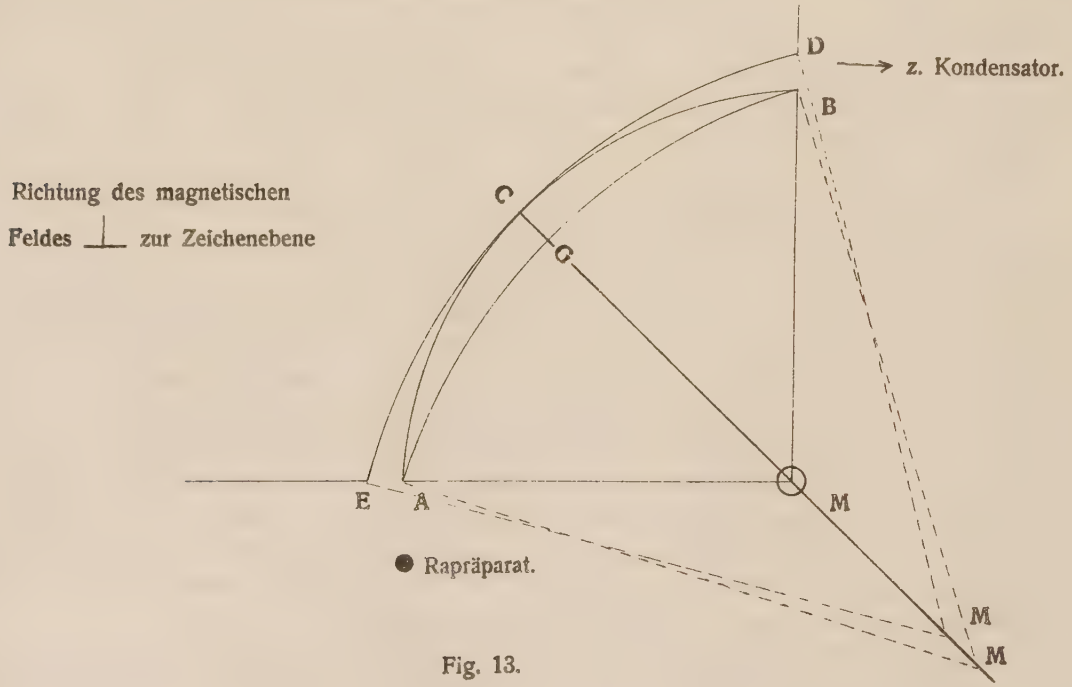


Fig. 13.

verlust von Strahlen wachsender Geschwindigkeit gemessen, weil eine selektive Absorption der weicheren β-Strahlen eintritt. Zweitens läßt sich, wie aus eigenen Messungen hervorgeht, nach Einschaltung größerer Schichtdicken die Lage des Maximums nicht mehr genau festlegen.

2) W. Wilson: l. c. S. 617—621.

Bei den folgenden Versuchen wurde von einer Überlegung ausgegangen, die schon Seite 17 angedeutet ist. Durch Erhöhung der Feldstärke ist es möglich einen Punkt zu erreichen, wo auch die schnellsten β-Strahlen den Kreiskanal nicht mehr durchfliegen, weil der Krümmungsradius des Kreises, auf dem die β-Strahlen sich bewegen, kleiner ist als der kleinste innerhalb des Kanals mögliche Radius. Dieser Punkt lässt sich, wie aus Vorversuchen hervorging, sehr genau festlegen. Erfahren nun die β-Strahlen beim Durchgang durch die Materie eine Geschwindigkeitsverminderung, so erleiden auch die Strahlen höchster Geschwindigkeit einen Geschwindigkeitsverlust, wenn auch in geringerem Maße als die weichen β-Strahlen und der Punkt, wo keine Strahlen mehr in den Kondensator gelangen, wird sich zu niederen Feldstärken bewegen. Der Vorteil bei dieser Methode ist, daß die Geschwindigkeitsverminderung einer tatsächlich homogenen Strahlung, nämlich der schnellsten in dem Rapräparate enthaltenen, gemessen wird. Der Krümmungsradius kann in diesem Falle nicht mehr der mittlere Radius des Kreiskanals sein, sondern er wird gleich dem kleinsten Radius sein, der überhaupt innerhalb des Kanals möglich ist. Doch ist dabei zu berücksichtigen, daß die Lage des Präparates eine wesentliche Rolle spielt. Da das Präparat eine gewisse Ausdehnung besitzt und ein Strahlenkegel auf die Öffnung A E (Fig. 13) des Kreiskanals auftrifft, wurde untersucht, innerhalb welcher Grenzen man das Präparat verschieben kann, sodaß die β-Strahlen noch den kleinsten Bogen A C B einschlagen können. Die Methode war folgende: Das Präparat wurde parallel A E verschoben und für verschiedene Lagen die Feldstärke bestimmt, bei der keine Strahlen mehr in den Kondensator gelangten. Es ergab sich, daß nicht für alle Stellungen des Präparates die „Nullfeldstärke“[1]) denselben Wert hatte. Wurde das Präparat über die Mitte von A E hinaus nach links (Fig. 13) verschoben, so wurde die Nullfeldstärke kleiner. Bei einer Verschiebung nach rechts behielt die Nullfeldstärke einen konstanten maximalen Wert, solange überhaupt noch Strahlen die Öffnung A E treffen konnten. Da nun bei konstanter Geschwindigkeit v der schnellsten β-Teilchen das Produkt Feldstärke H mal Krümmungsradius ϱ konstant ist, so muß für H_{max} ϱ ein Minimum sein, wird aber H kleiner, so wird ϱ wachsen, d. h. im ersten Falle war es den Strahlen nicht mehr möglich, die kleinste Bahn A C B einzuschlagen. Für die folgenden Versuche befand sich die Mitte des Präparates senkrecht unter A in einem Abstand von 18 mm. Es ist (Fig. 13): $M_1 E = M_1 D = M_2 A = M_2 B = 8{,}0$ cm, Sehne $A B = 7{,}27$ cm, $C G = 0{,}5$ cm. Daraus ergibt sich $M C = M A = M B = 5{,}50$ cm.

Das Magnetfeld.

Vor der Angabe der Versuchsresultate möge zunächst das Magnetfeld beschrieben werden, da es eine wichtige Rolle bei diesen Versuchen spielt.

Es wurde ein großer Elektromagnet von Hufeisenform verwendet. Zur Erregung wurde eine Batterie für maximal 30 Amp. Entladestrom benutzt. Der Magnet brauchte bei diesen Versuchen nicht

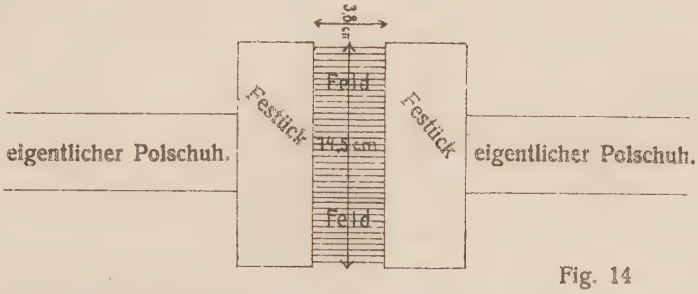


Fig. 14

höher als bis zu 3 Amp. belastet werden. Bei 6 Amp. war Sättigung erreicht. Eine störende Erwärmung trat nicht ein. Durch geeignete Vorschaltwiderstände vom Ruhstrat-Typus konnte jede be-

1) Unter „Nullfeldstärke“ ist der Kürze halber die Feldstärke verstanden, bei der keine Strahlen mehr den Kondensator treffen.

liebige Stromstärke genau einreguliert werden. Die Stromstärke wurde mittels eines Präzisionsmilliamperemeters mit Nebenschluß gemessen.

Die Bestimmung der Feldstärke geschah mit Hilfe einer Spule von bekannter Windungsfläche und eines ballistischen Galvanometers. Die Polschuhe des Elektromagneten waren vergrößert durch 2 Eisenstücke von 4 cm Dicke, 14,5 cm Länge und 10 cm Höhe. Diese Eisenstücke waren aus weichem Eisenblech zusammengesetzt. Das Feld von oben gesehen zeigt Fig. 14, S. 23.

Das benutzte ballistische Galvanometer war vom Deprez-d'Arsonval-Typus der Firma Siemens & Halske. Mit Hilfe geeigneter Nebenschlüsse konnte die Empfindlichkeit variiert werden.

Die Eichung des Galvanometers geschah mittels einer von der physikalisch-technischen Reichsanstalt geeichten Induktionsnormale von folgender Form: 50 übereinanderliegende Kreisringe von weichem Eisen sind mit zwei Wickelungen von isoliertem Kupferdraht umwunden. Der Eisenquerschnitt beträgt 3,254 qcm. Die Primärwickelung besteht aus 110 Windungen von 1,0 mm Durchmesser, die Induktionswickelung aus 27 Windungen von 0,5 mm Durchmesser. Durch Variieren der Stärke des Primärstromes ist es möglich, Induktionsstöße von verschiedener Größe zu erzielen. Die Eichung des Galvanometers wurde dadurch bewirkt, daß eine regelrechte Kommutierungskurve aufgenommen wurde. Die erhaltene Kurve wurde mit der von der technischen Reichsanstalt angegebenen verglichen. Es zeigte sich eine gute Übereinstimmung in allen Teilen der Kurve. Da die Eichkurve in absoluten Einheiten eingetragen war, ließ sich unmittelbar für eine beliebige Feldstärke die Zahl der Induktionslinien angeben. Es ergab sich als Empfindlichkeit des Galvanometers:

$$1{,}944_1\ 10^{-8} \pm 0{,}0044 \text{ Coulomb.}$$

Mittels einer Probespule von gemessener Windungsfläche wurde die Feldstärke des Elektromagneten bei verschiedenen Stromstärken bestimmt. In der folgenden Tabelle ist die Beziehung zwischen der Stromstärke und der Feldstärke angegeben. Der Abstand der beiden Polschuhe betrug 3,8 cm. In Fig. 15 sind die Werte graphisch aufgetragen.

Stromstärke in Amp.	Zahl der Gauß
0,000	0,0
0,200	113,2
0,400	254,3
0,600	397,2
0,800	541,0
1,000	683,0
1,200	825,0
1,400	953,5
1,600	1075,7
1,800	1186,3
2,000	1286,9
2,400	1455,9
2,800	1570,9
3,200	1659,0
3,600	1728,2
4,000	1788,4

Ferner wurde das Feld auf Homogenität untersucht. Eine kleine Probespule wurde längs eines Maßstabes durch das Feld geschoben und bei konstanter Stromstärke von cm zu cm die Feldstärke bestimmt. In Fig. 16 sind als Abszisse die Länge des Feldes in cm, als Ordinate die im Galvanometer beobachteten Ausschläge aufgetragen. Es ergibt sich, daß das Feld im Innern vollkommen homogen ist. An den Enden tritt eine Schwächung infolge der Streuung der Kraftlinien ein.

Die Messung des Geschwindigkeitsverlustes.

Die Größe der Geschwindigkeitsverminderung wurde an 11 Elementen gemessen nämlich Kohle, Aluminium, Nickel, Kupfer, Zink, Silber, Kadmium, Zinn, Platin, Gold und Blei. Es wurden zum Teil dieselben Folien und Bleche verwendet wie bei den Absorptionsversuchen. Eisen wurde deshalb ausgelassen, weil durch die Anwesenheit der Bleche eine Störung des magnetischen Feldes eingetreten wäre. Der Kohlenstoff wurde in Form der harten Gaskohle benutzt. Mit Hilfe der Drehbank gelang es, zwei kleine Platten von ungefähr 1 und 2 mm Dicke abzudrehen. Dünnere Platten konnten wegen der Schwierigkeit der Bearbeitung und Zerbrechlichkeit des Materiales nicht erhalten werden.

Wie schon erwähnt, kam es bei den Messungen darauf an, genau zu beobachten, bei welcher Feldstärke keine β-Teilchen mehr in den Kondensator gelangen. Die Versuche wurden folgendermaßen angestellt: Es wurde der Ionisationsstrom für etwa 3—4 Feldstärken gemessen, die stufenweise kleiner sind als die Feldstärke, bei der keine β-Teilchen mehr in den Kondensator gelangen. Dann wurde bei einer höheren Feldstärke der durch die γ-Strahlung und die natürliche Ionisation bedingte Effekt gemessen. Trägt man als Abszisse die Feldstärke, als Ordinate die Stärke des Ionisationsstromes ein, so kann durch graphische Extrapolation die „Null"-Feldstärke festgelegt werden. Zur genaueren Kenntnis der Methode soll im folgenden ein ausführliches Meßprotokoll angegeben werden.

18. XII. 1910.

Keine Folie vor dem Kreiskanal.		0,0295 mm Platin vor dem Eintritt der β-Str. in den Kanal.		0,0450 mm Platin vor dem Eintritt der β-Str. in den Kanal.		0,590 mm Platin vor dem Eintritt der β-Str. in den Kanal		0,0745 mm Platin vor dem Eintritt der β-Str. in den Kanal.	
Stromstärke durch den Elektromag.	Ionisationsstrom in Skalenteilen	Stromstärke	Ionisationsstrom	Stromstärke	Ionisationsstrom	Stromstärke	Ionisationsstrom	Stromstärke	Ionisationsstrom
2,100 Amp.	127,8	1,100 Amp.	115,9	0,800 Amp.	110,0	0,600 Amp.	106,8	0,500 Amp.	97,4
2,200 „	110,0	1,200 „	106,3	0,900 „	103,8	0,700 „	101,0	0,600 „	93,1
2,300 „	99,7	1,300 „	99,9	1,000 „	97,2	0,800 „	96,1	0,700 „	89,2
2,400 „	93,0	1,400 „	92,7	1,100 „	91,6	0,900 „	91,1	0,800 „	85,0
2,500 „	86,1	1,500 „	86,5	1,200 „	86,0	1,000 „	86,8	0,900 „	81,9
2,600 „	81,2	1,600 „	81,5	1,300 „	81,2	1,100 „	82,1	1,000 „	81,2
2,700 „	81,4	1,700 „	81,4	1,400 „	81,2	1,200 „	81,6		
Aus Kurve I. Fig. 17 folgt J = 2,595 Amp. Dazu gehört nach Fig. 15. H = 1513. Also $H \cdot \varrho = 8321$.		Aus Kurve II. Fig. 17 folgt J = 1,588 Amp. Dazu aus Fig. 15 H = 1068 Gauß. Also $H \cdot \varrho = 5874$.		Aus Kurve III. Flg. 17 folgt J = 1,300 Amp. Dazu aus Fig. 15 H = 885. Also $H \cdot \varrho = 4867$.		Aus Kurve IV Fig. 17 folgt J = 1,100 Amp. Dazu gehört H = 757. Also $H \cdot \varrho = 4164$.		Ans Kurve V Fig. 17 folgt J = 0,918 Amp. Dazu gehört H = 621 Also $H \cdot \varrho = 3416$.	

Foliendicke Platin	$H \cdot \varrho$	Geschwindigkeit v	Geschwindigkeitsverlust Δv in %
0,000 mm	8321	$2{,}939\,10^{10}$ cm	0 %
0,0295 „	5872	2,882 „ „	1,97 „
0,0450 „	4867	2,832 „ „	3,61 „
0,0590 „	4164	2,777 „ „	5,51 „
0,0745 „	3416	2,685 „ „	8,64 „

Für den Fall, daß die Folien unmittelbar unter den Kondensator nach dem Austritt der β-Strahlen aus dem Kreiskanal gelegt wurden, trat, wie zu erwarten, keine Verschiebung des Grenzpunktes ein.

Aus der letzten Tabelle geht hervor, daß die Geschwindigkeit mit wachsender Schichtdicke immer mehr abnimmt. Die Werte für die Geschwindigkeit wurden erhalten mit Hilfe der Beziehung: $H\varrho = \frac{v}{\frac{e}{m}}$ und der von Lorentz aufgestellten Formel: $\frac{e}{m} = \frac{e}{m_0}\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, wobei $\frac{e}{m_0} = 1{,}763\ 10^7$ C. G. S. der Arbeit von A. H. Bucherer[1]) entnommen wurde.

In der folgenden Tabelle sollen jetzt die Werte für die Geschwindigkeitsverminderung bei den einzelnen Metallen angegeben werden. Spalte I: gibt die Schichtdicke in mm, II: $H \cdot \varrho$, III: v und IV: Δ v in %.

Kohlenstoff				Zink			
Schichtdicke in mm	$H \cdot \varrho$	v in cm	Geschwindigkeitsverlust Δv in %	Schichtdicke in mm	$H \cdot \varrho$	v in cm	Geschwindigkeitsverlust $\Delta \varrho$ in %
0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00	0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00
1,125	6196	2,893 „	1,57	0,104	6744	2,909 „	1,02
2,092	4750	2,824 „	3,91	0,205	5553	2,868 „	2,42
3,217	3605	2,713 „	7,69	0,309	4416	2,799 „	4,76
				0,410	3634	2,717 „	7,55
				0,511	2979	2,605 „	11,5
Aluminium				Silber			
0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00	0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00
0,216	7436	2,924 „	0,51	0,022	7569	2,927 „	0,41
0,432	6612	2,905 „	1,16	0,044	6874	2,912 „	0,92
0,648	5948	2,884 „	1,87	0,066	6306	2,896 „	1,46
0,998	4991	2,839 „	3,40	0,088	5755	2,877 „	2,11
1,430	3990	2,759 „	6,12	0,131	4831	2,829 „	3,74
2,039	2882	2,583 „	12,1	0,218	3273	2,662 „	9,43
Nickel				Kadmium			
0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00	0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00
0,104	6355	2,898 „	1,39	0,116	5511	2,866 „	2,48
0,208	4945	2,837 „	3,47	0,234	3668	2,721 „	7,42
0,315	3622	2,715 „	7,62	0,350	2479	2,473 „	15,9
Kupfer				Zinn			
0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00	0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00
0,122	5928	2,884 „	1,87	0,0235	7726	2,930 „	0,31
0,238	4345	2,793 „	4,97	0,0470	7159	2,919 „	0,68
0,365	2992	2,608 „	11,3	0,0940	6158	2,892 „	1,60
0,475	2162	2,357 „	19,8	0,141	5262	2,854 „	2,89
				0,234	3926	2,753 „	6,33
				0,352	2622	2,517 „	14,4
				0,493	2309	2,415 „	17,8

1) A. H. Bucherer: Ann. d. Phys. IV, 28, 513; 1909.

Platin

Schichtdicke in mm	$H \cdot \varrho$	v in cm	Geschwinpigkeitsverlust Δv in %
0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00
0,0295	5872	2,881 „	1,97
0,0450	4867	2,833 „	3,61
0,0590	4164	2,777 „	5,51
0,0745	3416	2,685 „	8,64
	Gold		
0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00
0,0162	7074	2,916 „	0,78
0,0320	6026	2,887 „	1,77
0,0480	5173	2,850 „	3,03
0,0643	4285	2,788 „	5,14
0,0930	3252	2,658 „	9,56
0,132	2192	2,370 „	19,4
	Blei		
0,000	8320	2,939 10^{10}	0,00
0,0254	7086	2,917 „	0,75
0,0510	6050	2,888 „	1,74
0,103	4393	2,797 „	4,83
0,154	3134	2,636 „	10,3
0,207	2286	2,406 „	18,1

In Fig. 18 ist v als Ordinate und die Schichtdicke als Abzisse eingetragen, in Fig. 19 Δv in Prozent als Ordinate und die Schichtdicke als Abszisse. Um einen Vergleich zwischen den einzelnen Elementen zu ermöglichen, wurde für $\Delta v = 5\%$ aus Fig. 19 die für jedes Element erforderliche Schichtdicke ermittelt. Ferner wurde die plausibele Annahme gemacht, daß die Geschwindigkeitsverminderung der Dichte des Elementes proportional ist. Es ergibt sich dann folgende Tabelle:

I. Element	II. Dichte	III. Atomgewicht	IV. Die zu Δv 5% gehörige Schichtdicke	V. Die Werte von IV multipl. mit Dichte.
C	1,9	12,0	2,920 mm	5,548
Al	2,7	27,1	1,407 „	3,799
Ni	8,8	58,7	0,250 „	2,200
Cu	8,9	63,6	0,235 „	2,092
Zn	7,1	65,4	0,318 „	2,258
Ag	10,5	107,9	0,154 „	1,617
Cd	8,6	112,4	0,184 „	1,582
Sn	7,3	119,0	0,206 „	1,504
Pt	21,4	194,8	0,056 „	1,198
An	19,2	197,2	0,063 „	1,210
Pb	11,3	206,9	0,106 „	1,198

Von Bedeutung ist Spalte V. Aus den in dieser Spalte angegebenen Zahlen geht hervor, daß die zur Erzielung derselben Geschwindigkeitsverminderung nötige Schichtdicke kleiner ist bei den Elementen mit höherem Atomgewicht. Es ist daraus der Schluß zu ziehen, daß die Geschwindigkeits-

verminderung mit wachsendem Atomgewicht zunimmt. Ob nun die Geschwindigkeitsverminderung eine stetige Funktion des Atomgewichts ist, läßt sich bei der geringen Anzahl der untersuchten Elemente kaum entscheiden. Es lassen sich aber, wie aus den Werten der letzten Tabelle hervorgeht einige zusammengehörige Gruppen unterscheiden nämlich [Ni, Cu, Zn]; [Ag, Cd, Sn]; [Pt, Au, Pb]. Eine ähnliche Gruppierung der Elemente ist von Crowther[1]) für die Absorption der β-Strahlen durch die Materie gefunden worden. Die Werte für $\frac{\lambda}{d}\left(\frac{\text{Absorptionskoeff.}}{\text{Dichte}}\right)$ wachsen mit zunehmendem Atomgewicht. Es geht daraus hervor, daß Absorption und Geschwindigkeitsverminderung bei den β-Strahlen in engem Zusammenhang stehen.

Vergleich der erhaltenen Resultate mit denen von Wilson und v. Baeyer, Hahn und Meitner.

In der II. Arbeit von Wilson[2]) ist die Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen des Radiums für verschiedene Dicken von Aluminium bestimmt worden. Es ist von Interesse, diese Resultate mit den vorher für Al. angegebenen zu vergleichen. Kurve I, Fig. 20, gibt die Wilsonschen Werte, II die meinigen.

Kurve II verläuft etwas flacher als Kurve I, d. h. die Geschwindigkeitsverminderung ist etwas geringer für dieselbe Schichtdicke als bei Wilson. Jedoch ist diese Abweichung sehr wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß meine Versuche mit den schnellsten β-Strahlen des Radiums gemacht sind, während Wilson etwas weichere β-Strahlen verwendete, die sicherlich einen etwas größeren Geschwindigkeitsverlust erleiden werden als die harten.

Im Widerspruch mit diesen beiden Resultaten stehen die Angaben von O. v. Baeyer, Hahn und Meitner[3]), die nach einer photographischen Methode die Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen des Thoriums untersuchten. Sie fanden zwar für die sehr weichen β-Strahlen des Thoriums von etwa 2,1 10^{10} cm Geschwindigkeit einen größeren Geschwindigkeitsverlust, konnten aber bei den harten β-Strahlen des Thoriums von etwa 2,8—10^{10} cm Geschwindigkeit einen Verlust von der Größenordnung des von Wilson und mir gefundene nicht konstatieren.

Es scheint demnach, wie schon früher bemerkt, bei der photographischen Methode sich ein sekundärer Einfluß bemerklich zu machen, der bei der elektrometrischen Methode nicht zur Geltung kommt, weil die elektrometrischen Messungen sich nicht auf solange Zeit erstrecken wie die photographischen. Es wäre jedenfalls sehr merkwürdig, wenn β-Strahlen von 30—40 % Geschwindigkeitsdifferenz so große Unterschiede bezüglich der Geschwindigkeitsverminderung zeigen sollten, wie sie von den 3 Autoren konstatiert sind.

Das exponentielle Absorptionsgesetz und die Geschwindigkeitsverminderung der β-Strahlen.

Nach den in dieser Arbeit gefundenen Resultaten muß angenommen werden, daß homogene β-Strahlen nach einen Exponentialgesetz absorbiert werden und daß die β-Strahlen beim Durchgang durch die Materie einen Geschwindigkeitsverlust erleiden. Die Formulierung des Absorptionsgesetze ist: $dJ = -\lambda J.\, dx$, wo J die Intensität, λ der sogenannte Absorptionskoeffizient, und dx die durchlaufene Schichtdicke ist. Nehmen wir an, daß die homogene Strahlung nach dem Durchlaufen der Schichtdicke dx den Geschwindigkeitsverlust dv erlitten habe, so wird jetzt auch λ einen anderen Wert λ_1 erhalten und zwar wird $\lambda_1 > \lambda$ sein, da λ mit wachsender Geschwindigkeit abnimmt.[4]) λ wurde also, wenn man

1) Crowther: Phil. Mag. (6) 12, 385; 1906.
2) Wilson: Proc of the Rox. Hoc. 84, 141; 1911.
3) v. Bayer, Hahn u. Meitner, Phys. Ztsch. 12, 273; 1911.
4) H. W. Schmidt: Phys. Ztschr, 8, 361; 1907.

eine Geschwindigkeitsverminderung annimmt, keine Konstante mehr sein und somit das exponentielle Absorptionsgesetz nicht mehr gelten. Diese Schwierigkeit wird beseitigt, wenn man annimmt, daß den β-Strahlen geringerer Geschwindigkeit ein größeres Ionisationsvermögen zukommt. Für die Kathodenstrahlen ist von Lenard nachgewiesen worden, daß die Strahlen geringer Geschwindigkeit ein Gas stärker zu ionisieren vermögen als die Strahlen hoher Geschwindigkeit. Es ist sehr naheliegend, diese Tatsache auch auf die β-Strahlen zu übertragen und zwar müßte das Ionisationsvermögen mit abnehmender Geschwindigkeit so stark wachsen, daß gerade das Exponentialgesetz aufrecht erhalten wird. Zur experimentellen Lösung dieser Frage sind weitere Versuche in Aussicht genommen.

Zusammenfassung.

1) Es wird eine Versuchsordnung beschrieben, die es ermöglicht, Ionisationsströme mit $\pm$ 0,2 % Genauigkeit zu messen. Für die Messung von Elektrizitätsmengen ist die Nadelschaltung der Quadrantschaltung vorzuziehen. Seite 8—11.
2) Die Benutzung der ionisierenden Wirkung der β-Strahlen zu quantitativen Messungen ist einwandfrei, da der Ionisationseffekt der Eigenladung der β-Teilchen proportional ist. S. 12—16.
3) Homogene mit Hilfe eines Magnetfeldes und eines Kreiskanales aus der komplexen β-Strahlung des Radiums herausgeblendete β-Strahlen werden nicht nach einem linearen, sondern nach einem exponentiellen Gesetz absorbiert. Seite 16—22.
4) Die β-Strahlung des Radiums besteht aus einer bestimmten endlichen Zahl von homogenen Einzelstrahlungen. 5 derartige Strahlungen mit den Absorptionskoeffizienten 25; 16,8; 12,9; 9,8; 7,7; für Aluminium als absorbierendes Medium sind analysiert worden. Seite 20—22.
5) Die β-Strahlen des Radiums erleiden beim Durchgang durch die Materie einen Geschwindigkeitsverlust. Nach einer besonderen Methode wurde die Größe des Verlustes der schnellsten β-Strahlen für eine Reihe von Elementen bestimmt. Unter der Annahme, daß der Geschwindigkeitsverlust der Dichte des Elementes proportional ist, ergibt sich eine Zunahme des Verlustes mit steigendem Atomgewicht. Seite 22—29.
6) Absorption und Geschwindigskeitsverminderung der β-Strahlen gehen einander parallel. Seite 28.
7) Es wird der Schluß gezogen, daß den β-Strahlen geringerer Geschwindigkeit ein größeres Ionisationsvermögen zukommt. Seite 29.

Die vorliegende Arbeit wurde im Laboratorium der Herrn Professor Dr. K. Schmidt vom S.-S. 1909 bis W.-S. 1910/11 durchgeführt. Ich möchte an dieser Stelle meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. Schmidt, für die erhaltene Anregung und stetige Förderung dieser Arbeit meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Lebenslauf.

Geboren bin ich, Alfred Baxmann, am 5. Januar 1889 in Prosigk (Anhalt) als Sohn des Lehrers Otto Baxmann. Meinen ersten Unterricht erhielt ich von meinem Vater. Von Ostern 1898 bis Ostern 1907 besuchte ich das Gymnasium zu Köthen und verließ es mit dem Zeugnis der Reife, um Mathematik und Physik zu studieren. S.-S. 1907 und W.-S. 1907/8 hielt ich mich zu diesem Zwecke in Marburg auf, seit S.-S. 1908 in Halle. Das examen rigorosum bestand ich am 3. Juli 1911.

Teilgenommen habe ich an den Vorlesungen und Übungen der folgenden Herren Professoren und Dozenten:

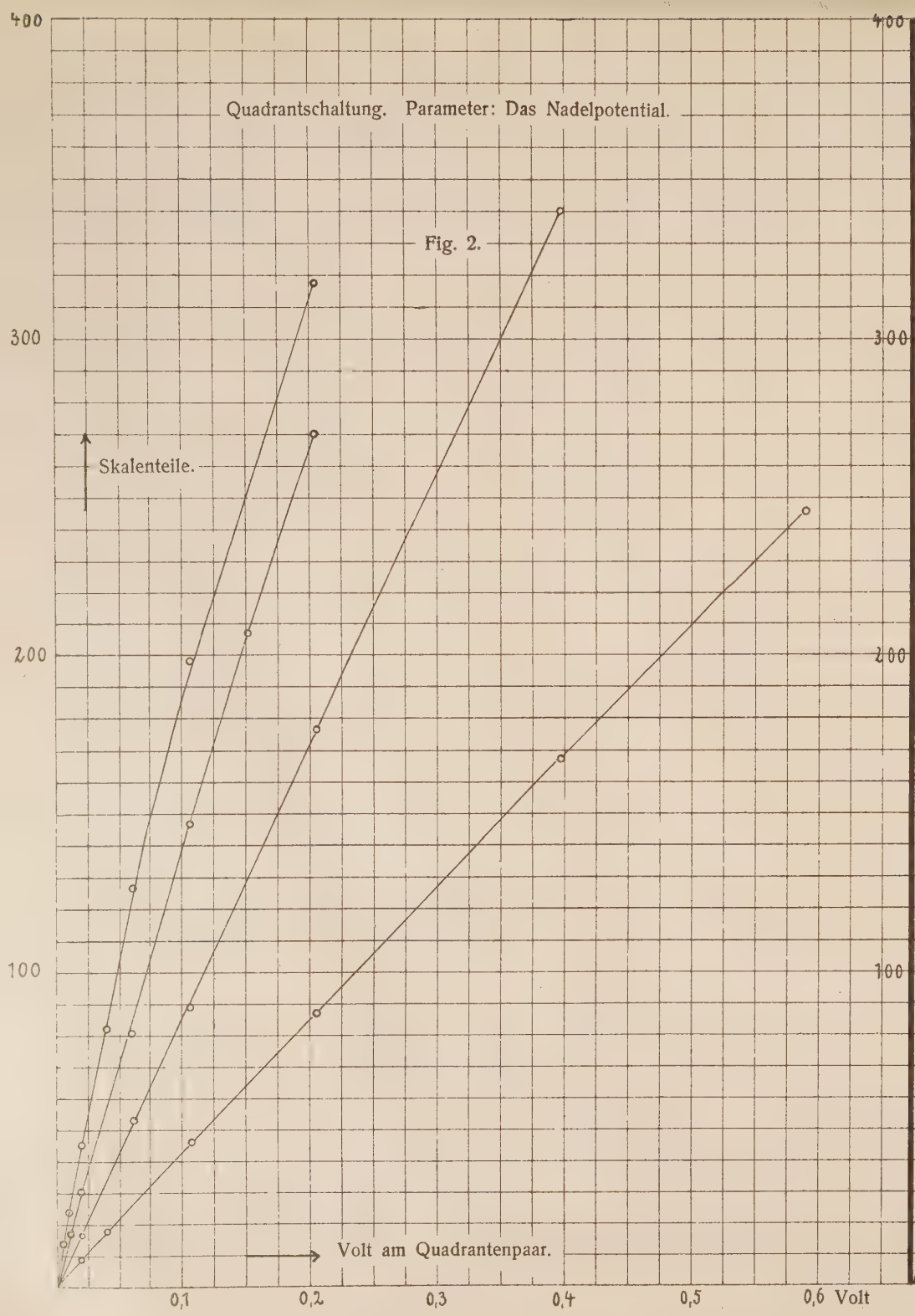
in Marburg:

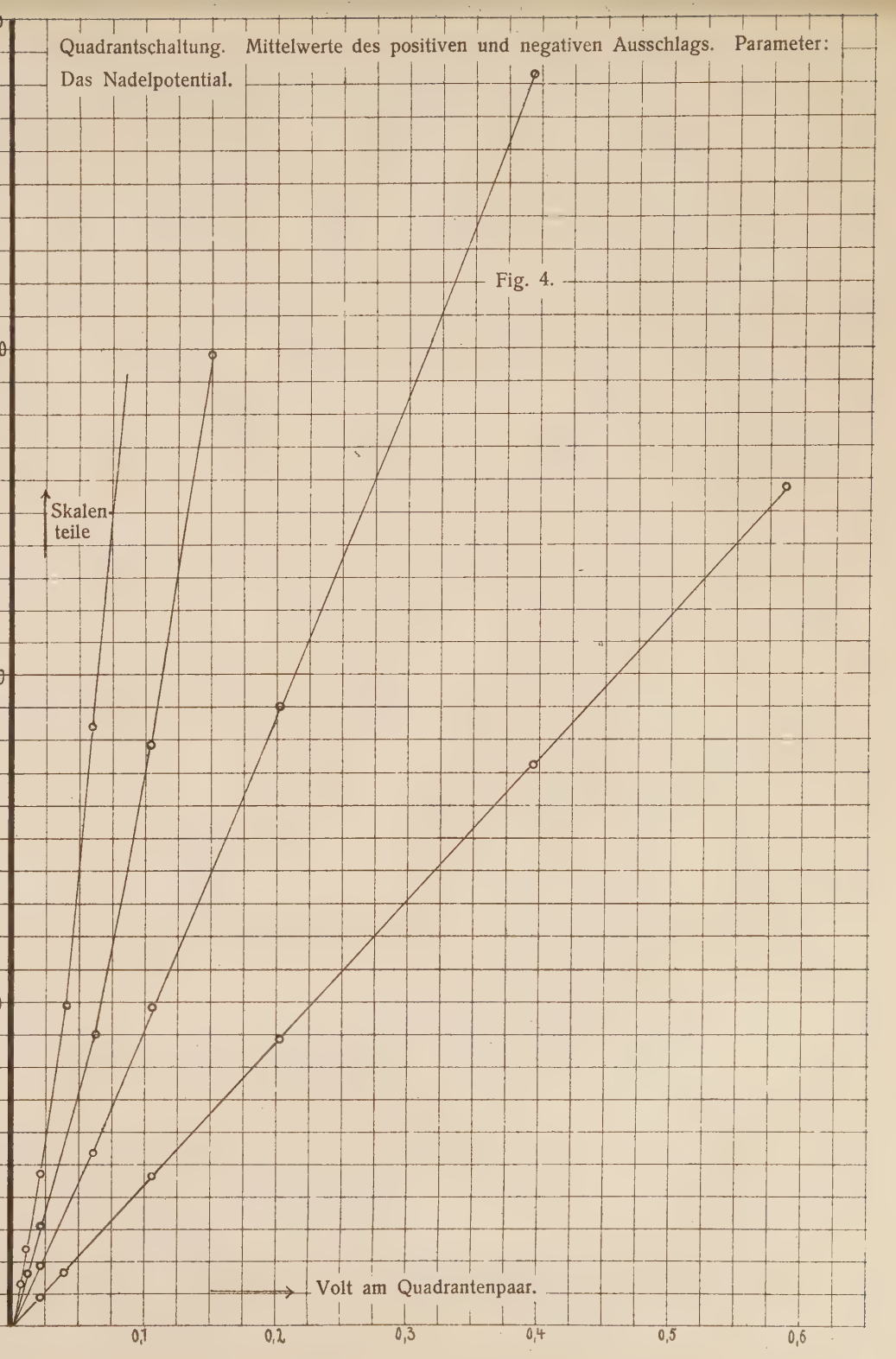
v. Dalwigk, Hensel, Jung, Richarz, Schaum, Zincke;

in Halle:

Dorn, Ebbinghaus †, Fries, Gutzmer, Martiny, Menzer, K. Schmidt, Scupin, Tubandt, Wangerin.

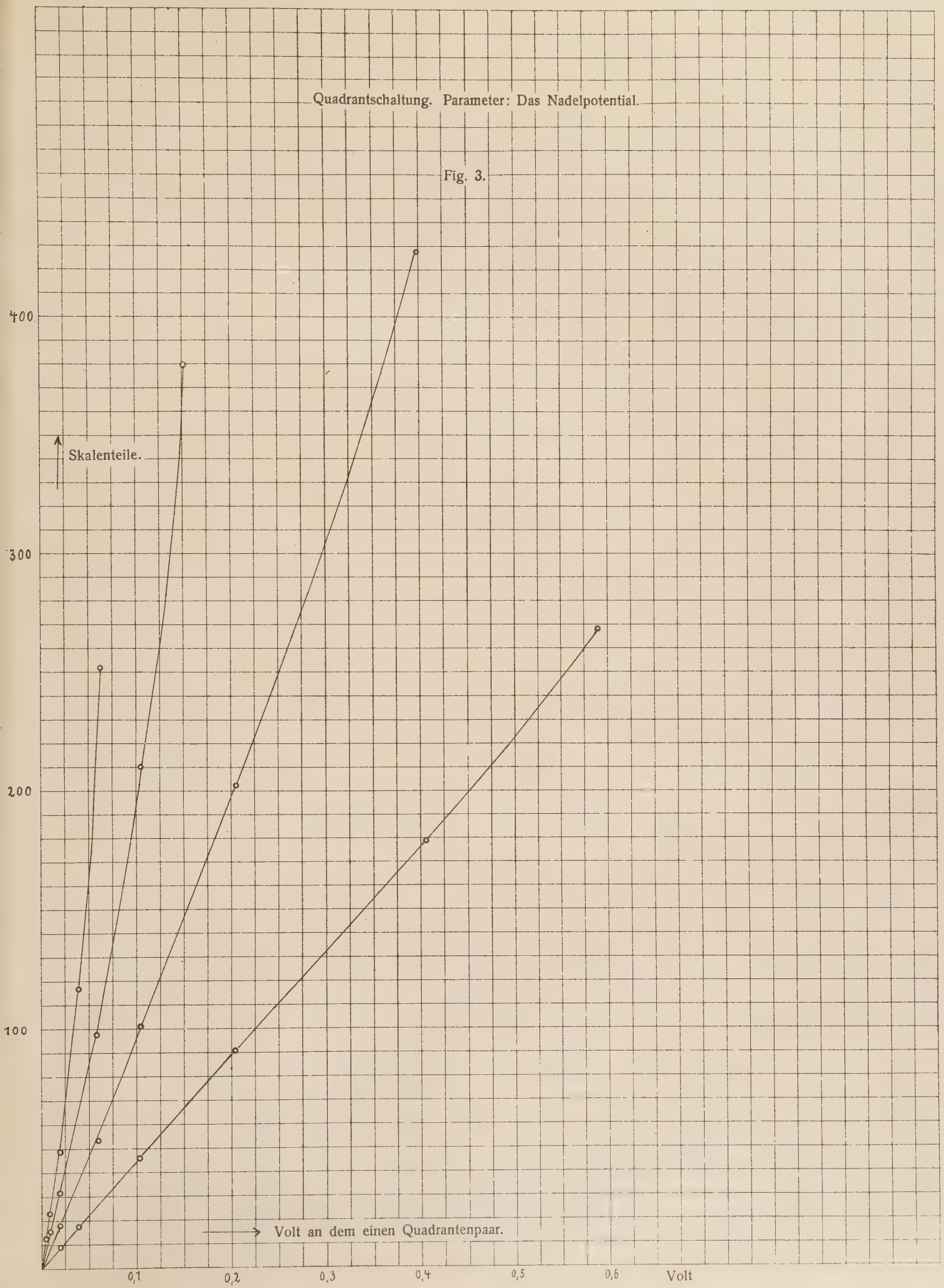
Ihnen allen bin ich zu großem Danke verpflichtet.

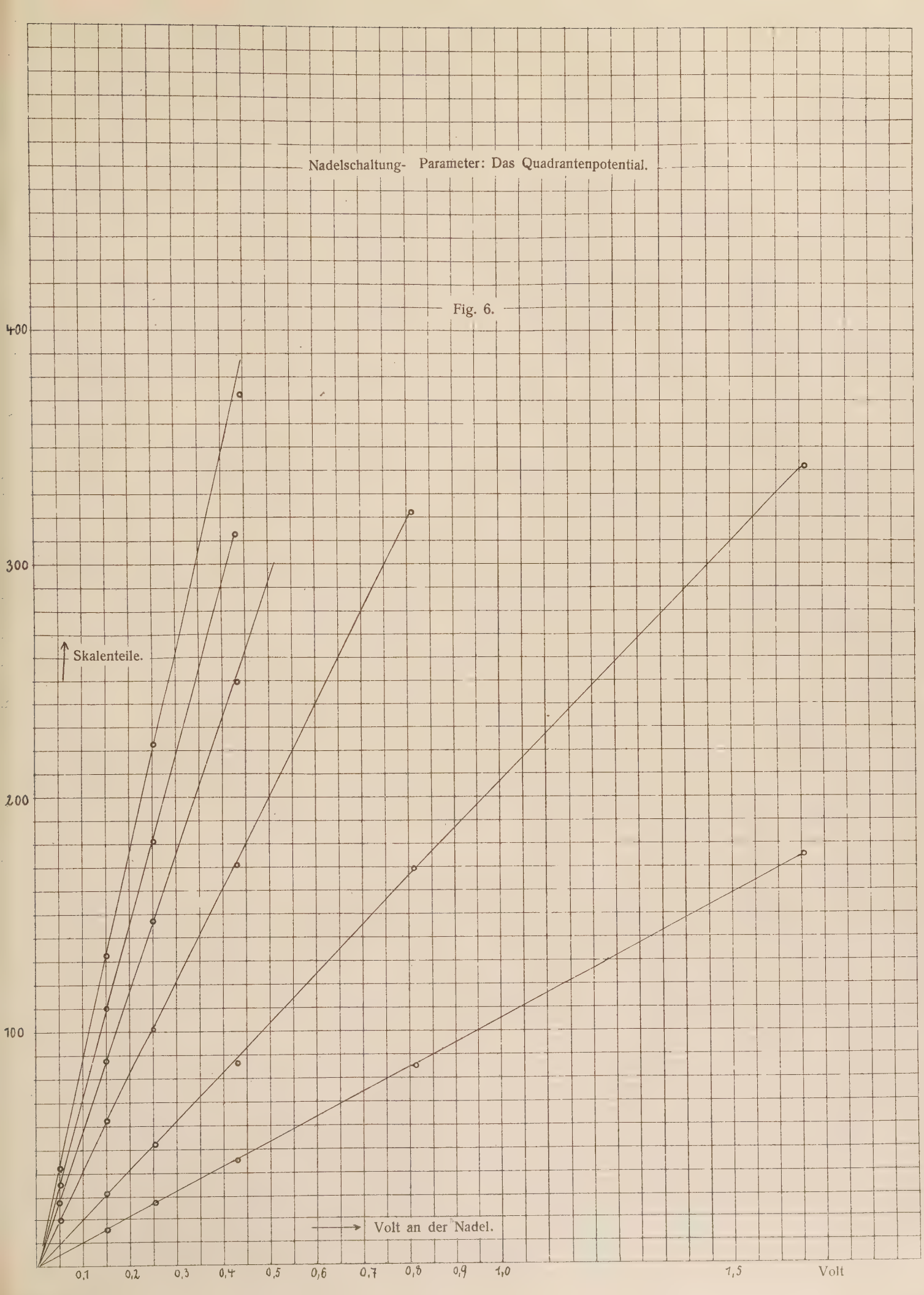

Quadrantschaltung. Parameter: Das Nadelpotential.
Fig. 2.
400
300
200
100
Skalenteile.
Volt am Quadrantenpaar.
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6 Volt


Quadrantschaltung. Mittelwerte des positiven und negativen Ausschlags. Parameter:
Das Nadelpotential.
Fig. 4.
400
300
200
100
Skalen-
teile
Volt am Quadrantenpaar.
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6

Quadrantschaltung. Parameter: Das Nadelpotential.

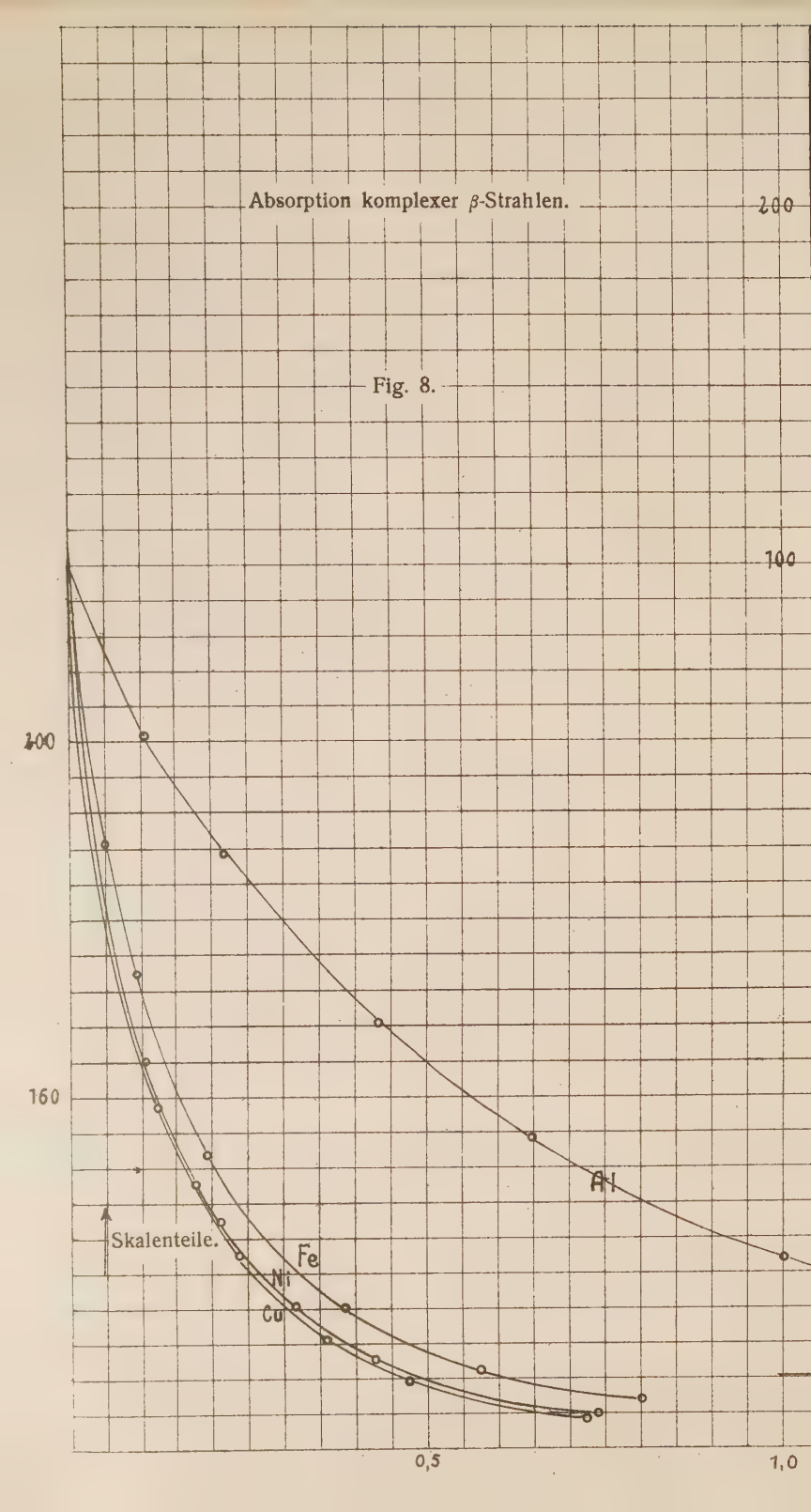
Fig. 3.




Nadelschaltung- Parameter: Das Quadrantenpotential.
Fig. 6.
400
300
200
100
Skalenteile.
Volt an der Nadel.
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
1,5
Volt

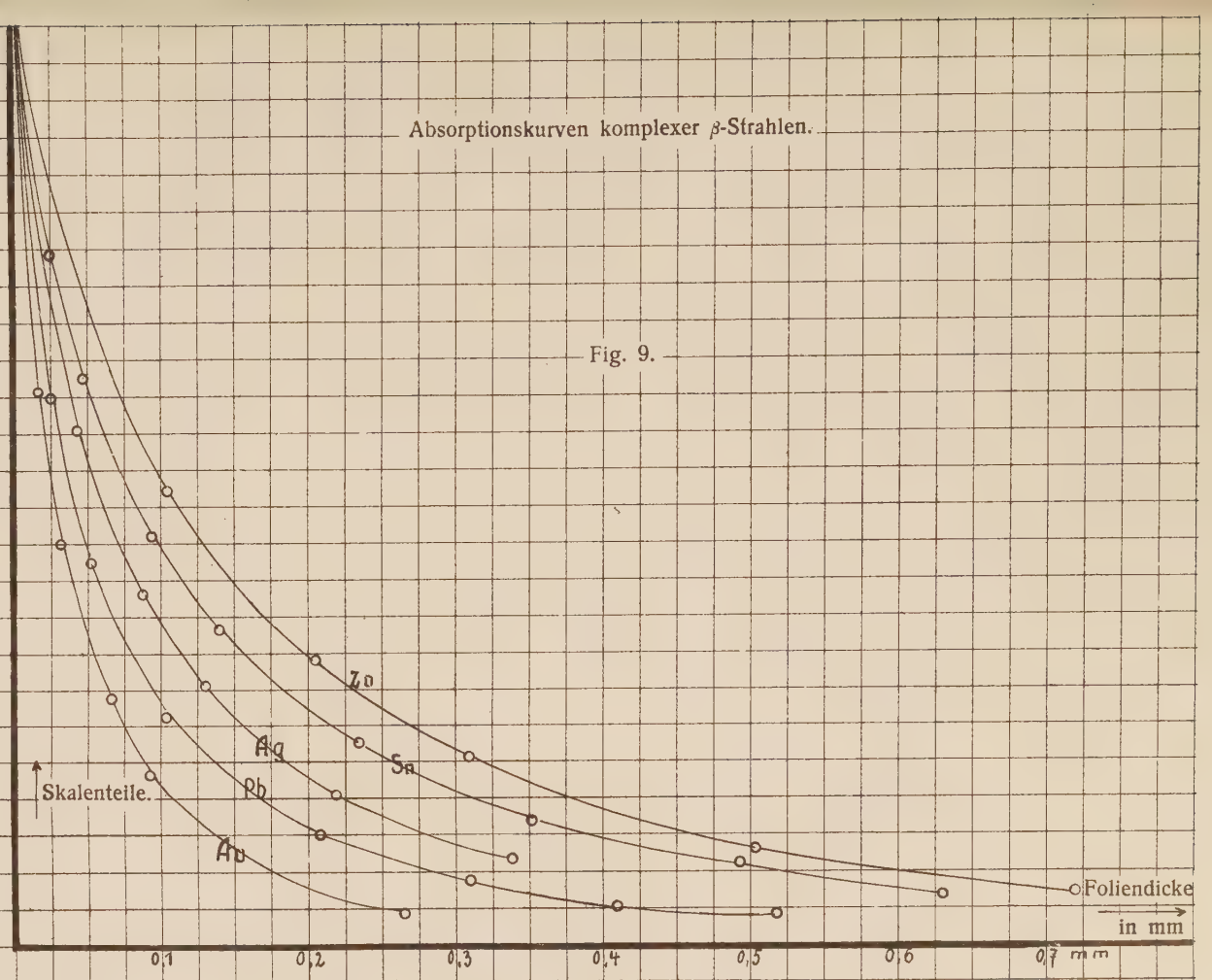
Absorption komplexer β-Strahlen.

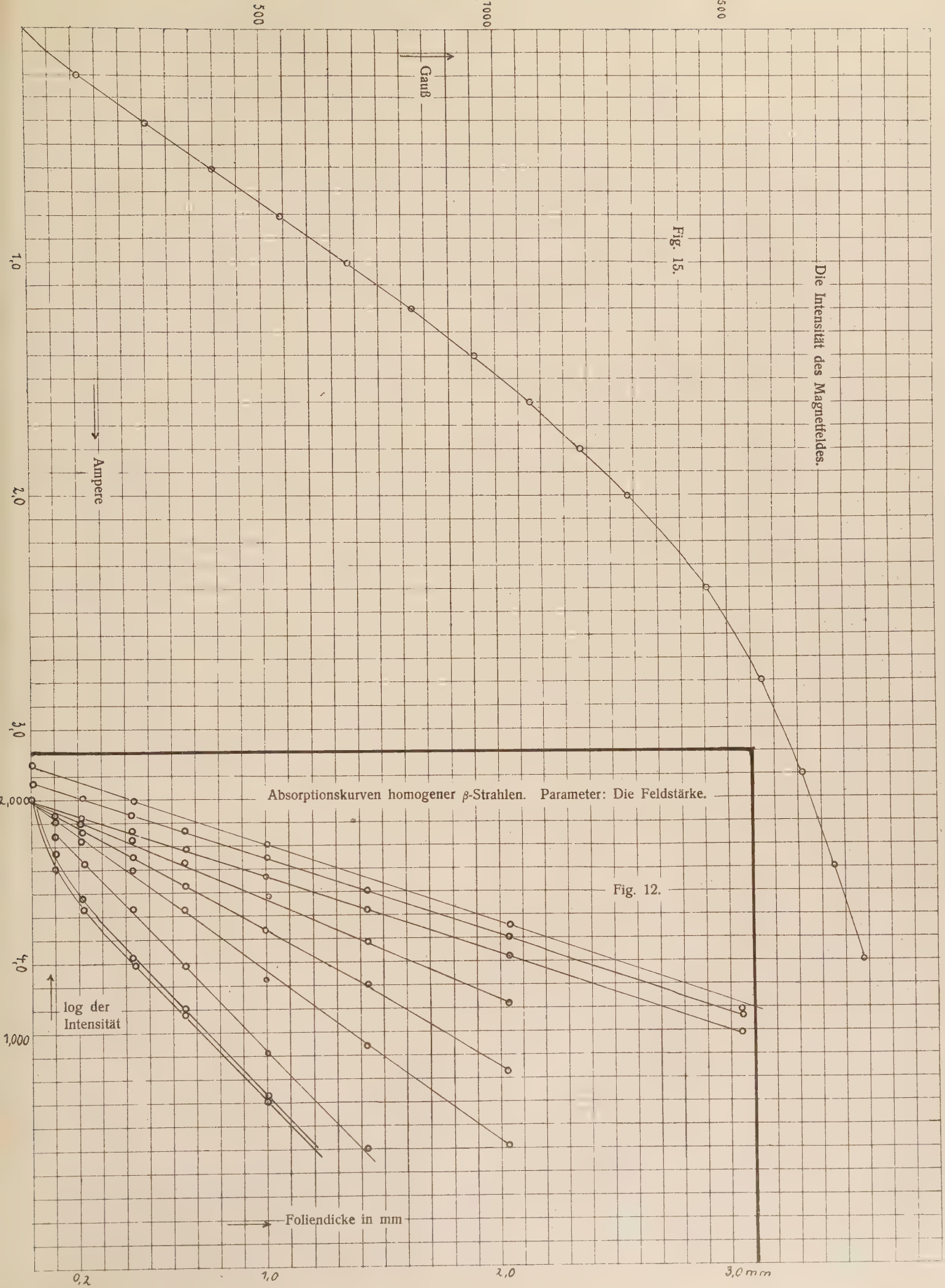
Fig. 8.

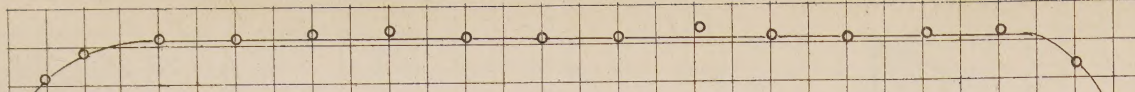


Absorptionskurven komplexer β-Strahlen.

Fig. 9.

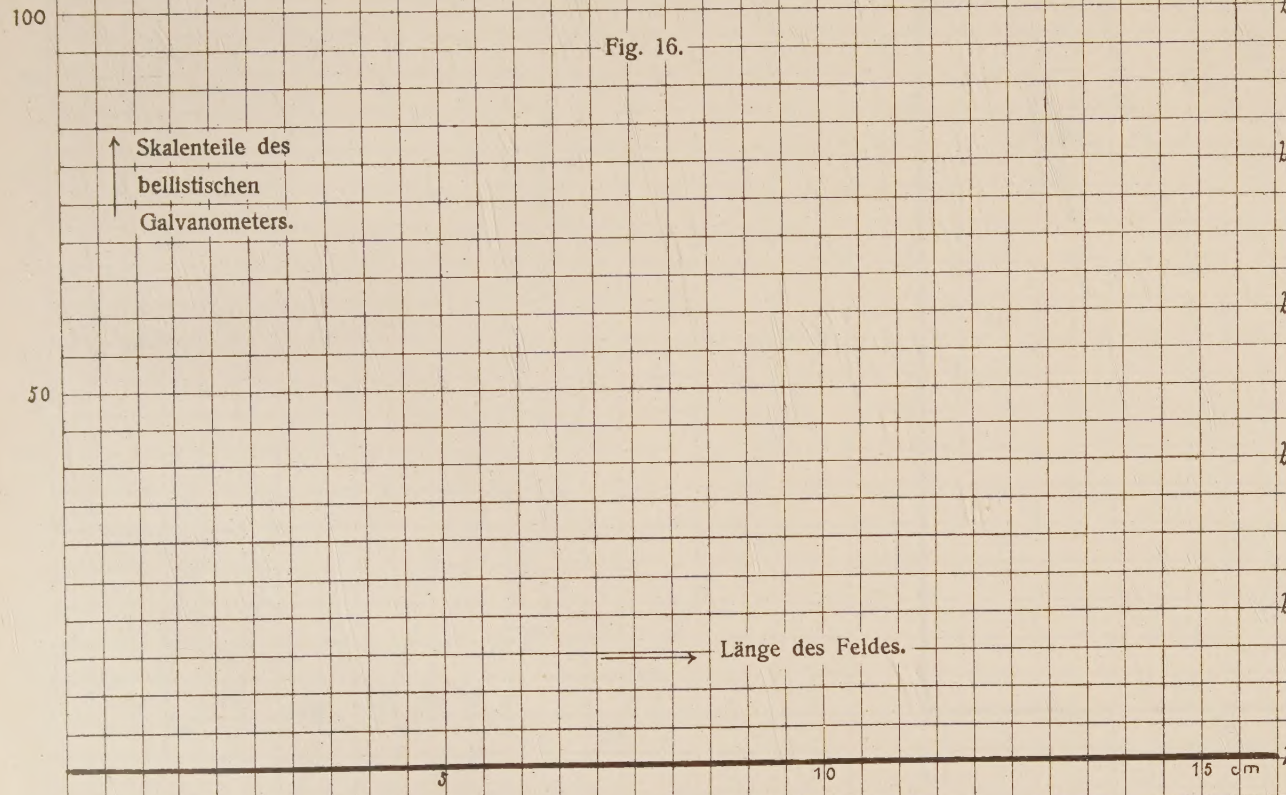



500
1000
500
Gauß
1,0
2,0
Ampere
3,0
Die Intensität des Magnetfeldes.
Fig. 15.
Absorptionskurven homogener β-Strahlen. Parameter: Die Feldstärke.
Fig. 12.
2,000
4,0
log der Intensität
1,000
Foliendicke in mm
0,2
1,0
2,0
3,0 mm



Prüfung des Feldes auf Homogenität.

Fig. 16.



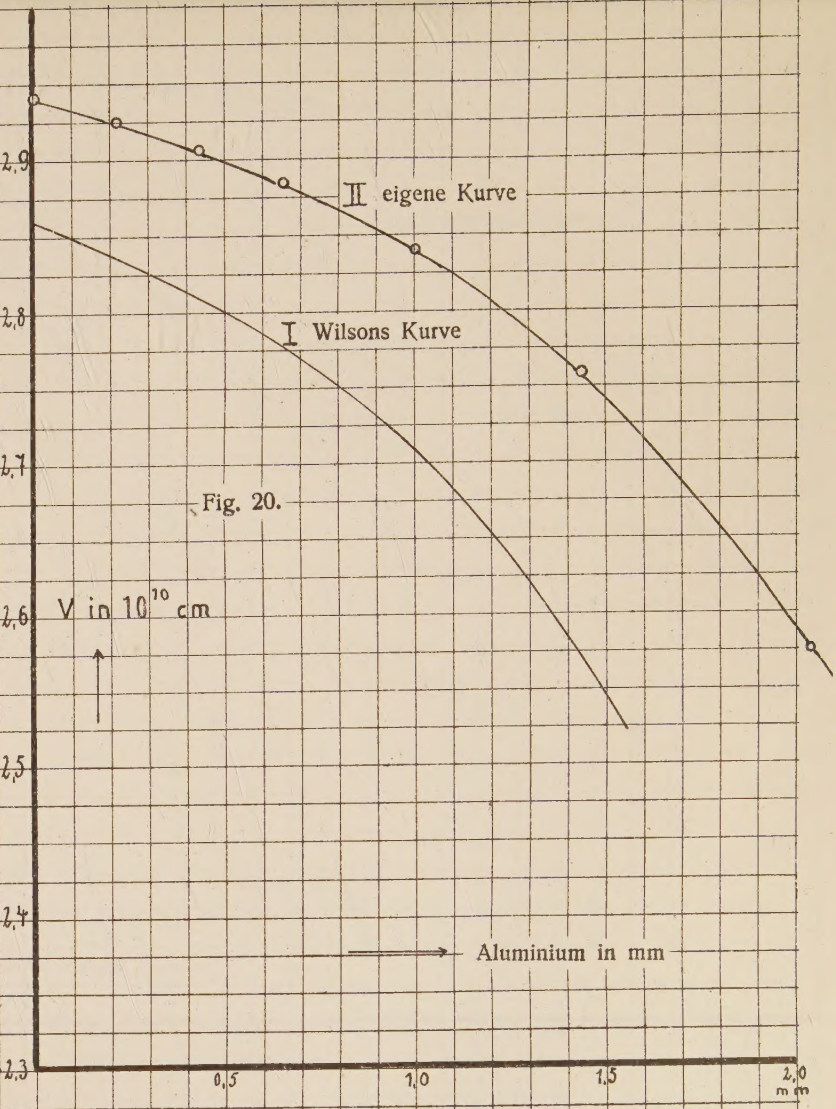


Fig. 20.

Kurven zur Ermittelung der Feldstärke, bei der die β-Strahlung im Kondensator verschwindet.
Parameter: Schichtdicke von Platin.

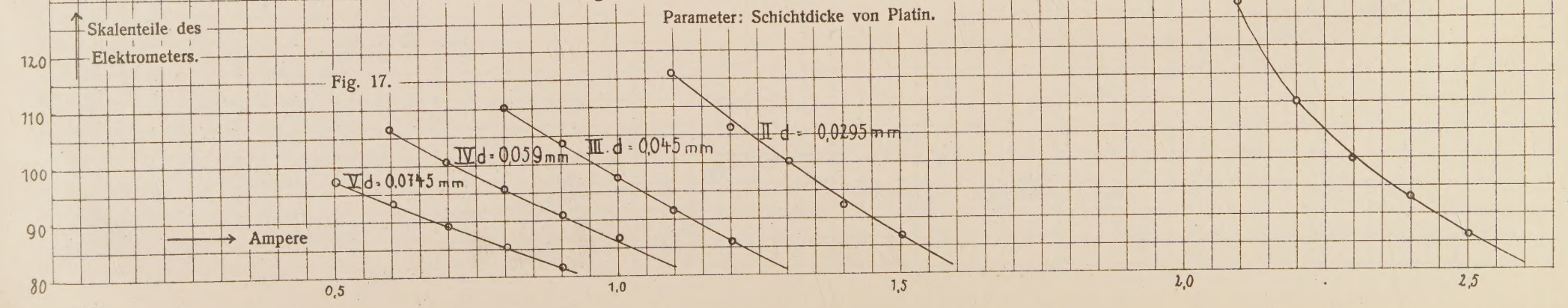
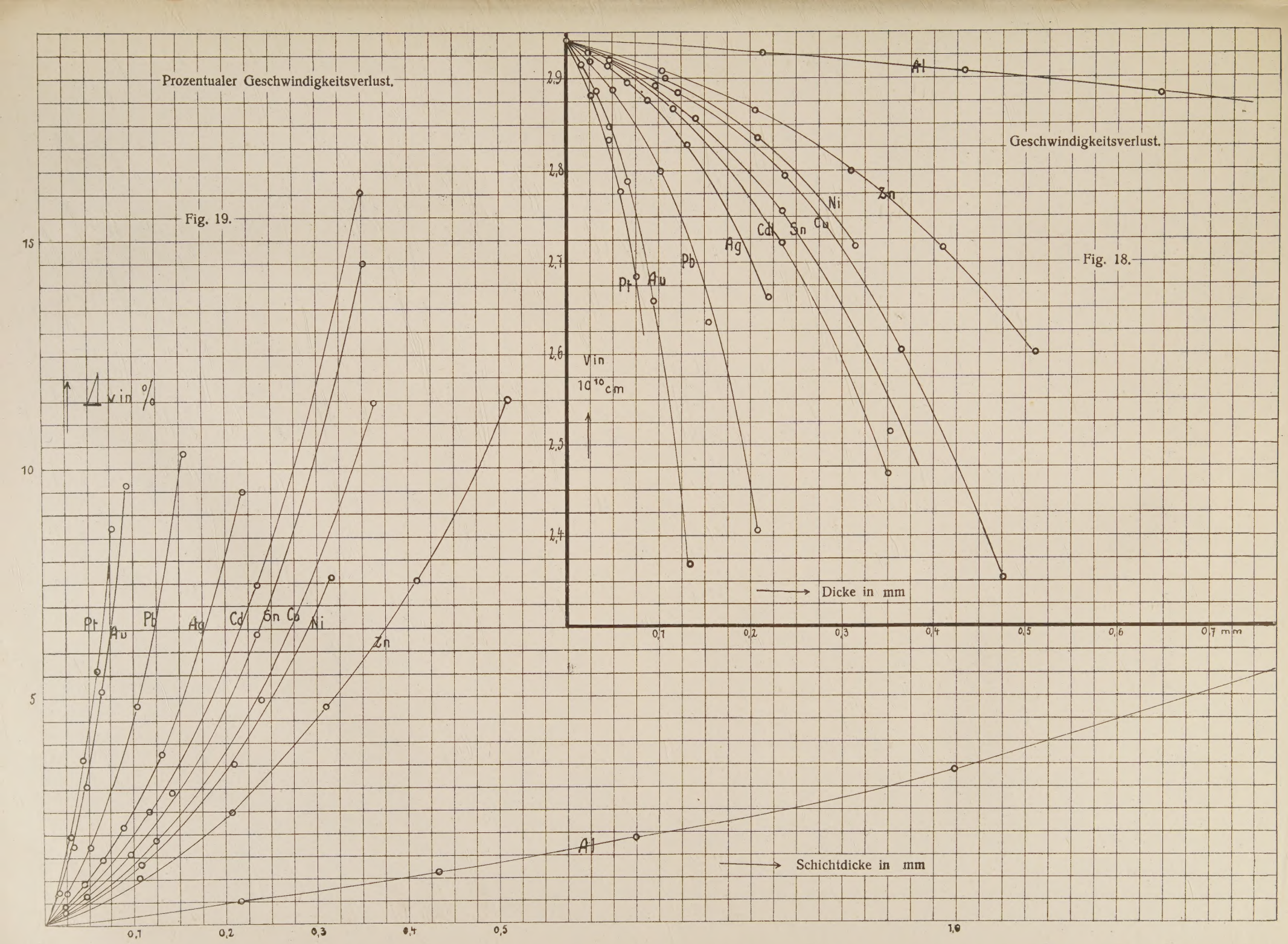


Fig. 17.


Prozentualer Geschwindigkeitsverlust.
Fig. 19.
v in %
Pt
Au
Pb
Ag
Cd
Sn
Co
Ni
Zn
Al
15
10
5
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
1,0
Geschwindigkeitsverlust.
Fig. 18.
Vin
10^10 cm
2,9
2,8
2,7
2,6
2,5
2,4
Dicke in mm
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7 mm
Schichtdicke in mm